

**UNESP**  
**Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá**

**Origem dos satélites irregulares de Júpiter: Captura de asteroides  
binários primordiais**

**Helton da Silva Gaspar**

**Guaratinguetá**  
**2013**

HELTON DA SILVA GASPAR

ORIGEM DOS SATÉLITES IRREGULARES DE JÚPITER: CAPTURA DE  
ASTEROIDES BINÁRIOS PRIMORDIAIS

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, da Universidade Estadual Paulista, como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Física na área de Astronomia Dinâmica.

Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto  
Co-Orientador: Prof. Dr. Othon Cabo Winter

Guaratinguetá  
2013

G249s	<p data-bbox="363 1352 671 1386">Gaspar, Helton da Silva</p> <p data-bbox="363 1391 1165 1503">Origem dos satélites irregulares de Júpiter: Captura de asteroides binários primordiais / Helton da Silva Gaspar – Guaratinguetá: [s.n], 2013</p> <p data-bbox="424 1507 523 1541">55 f. :il</p> <p data-bbox="424 1545 660 1579">Bibliografia: f. 49</p> <p data-bbox="363 1624 1165 1691">Tese (doutorado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, 2013</p> <p data-bbox="424 1695 963 1729">Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto</p> <p data-bbox="424 1733 1008 1767">Co-Orientador: Prof. Dr. Othon Cabo Winter</p> <p data-bbox="424 1812 863 1845">1. Satélites 2. Asteroides I. Título</p> <p data-bbox="983 1870 1165 1904">CDU 629.783</p>
-------	--

**HELTON DA SILVA GASPAR**


**ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE  
“DOUTOR EM FÍSICA”**

**PROGRAMA: FÍSICA**

**APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO**

  
Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto  
Coordenador


**BANCA EXAMINADORA:**

  
Prof. Dr. ERNESTO VIEIRA NETO  
Orientador / Unesp-Feg

  
Prof. Dr. TADASHI YOKOYAMA  
Unesp-Rio Claro

  
Prof. Dr. VALÉRIO CARRUBA  
Unesp-Feg

  
Prof. Dr. DAVID NESVORNY  
Southwest Research Institute/Colorado/USA

  
Prof. Dr. RODNEY DA SILVA GOMES  
Observatório Nacional/RJ

*Agosto de 2013*



## **DADOS CURRICULARES**

### **HELTON DA SILVA GASPAR**

NASCIMENTO	20.1.1981 – SÃO PAULO / SP
FILIAÇÃO	Antonio Gaspar Sobrinho Helena da Silva Gaspar
1996 – 2000	Técnico em Eletrônica CEETEPS - E.T.E. Albert Einstein – São Paulo
2003 – 2007	Bacharel em Física UNESP – Guaratinguetá
2008 – 2009	Mestre em Física UNESP – Guaratinguetá
2009 – 2013	Doutor em Física UNESP – Guaratinguetá

*In memoriam de meus amados avôs, João Manoel da Silva & Paulo Gaspar*

## AGRADECIMENTOS

À minha esposa *Ricely de Araujo Ramos Gaspar*, sem ajuda da qual jamais finalizaria este texto. Aos meus pais *Antonio Gaspar Sobrinho* e *Helena da Silva Gaspar* pelo eterno apoio e carinho. Aos meus novos pais *Rubem Ramos dos Santos* e *Ana Lúcia de Araujo Ramos*, também pelo eterno apoio e carinho.

Aos meus irmãos, *Herik, Heitor, Rubinha & Raissa<sup>ByAna</sup>*, *Joelma, Drika Japa* por me proporcionarem a nossa enorme família.

A todos os meus amigos, por compreenderem a ausência que só um amigo doutorando pode proporcionar.

À família Amoribunda, sem a qual Guaratinguetá não teria graça.

Aos meus orientadores, e amigos, *Ernesto Vieira Neto & Othon Cabo Winter* pela eterna confiança, e por me inserirem nesse fantástico mundo onde “*a gente ganha pouco mas se diverte!*”.

Ao meu coorientador, e amigo, *David Nesvorný* e sua família *Tati, Gabo & Isa* por nos acolherem tão calorosamente naquela terra de gente mau-humorada, Nice, FR.

Aos meus pais adotivos *Emile & Joana LeBourlegat* por todo carinho e apoio a nós dispensados no ano que passamos em Nice.

À *Alessandro Morbidelli*, por tão bem me acolher no Observatório de Nice, e por todo apoio dispensado.

À *Yannick Ponty*, pela compreensão *super*.

Aos meus amigos de Nice, em especial *Pryscilla Pires, Guillaume, Mamadou, Petr* e toda a turma da banda *rOCA'n roll*, *Korhan, Sibilla, Marco, Giulia e Karrelle*, por ótimos momentos compartilhados.

Ao professor *Marcelo Hott, Regina, Cristina e Sidney*, pelo apoio durante seis anos de minha pós-graduação

Ao anônimo revisor de meu primeiro artigo, que nos ajudou compreender muita coisa, apesar de nos fazer esperar 2 anos pela minha primeira publicação.

Ao *Pedro Ivo* e ao *Norm (SwRI - Boulder)*, pelo inestimável apoio prestado durante os testes de videoconferência. E, em particular, ao *Pedro*, pelas extensivas correções ortográfica e tipográficas. Lhe devo umas, meu caro amigo!

À *FDCT* pela revisão de linguagem do segundo artigo.

## Apoio Financeiro

Agradeço à Capes por me financiar meus estudos de doutorado no Brasil e na França. Bolsista Sanduíche processo BEX: 2476/11-8. Agradeço ao SwRI e David Nesvorný, por financiarem a apresentação de meu trabalho no DPS 2012. E Cristiano Fiorilo, organizador do CBDO 2012, por financiar a apresentação de meu trabalho no evento.

“ *...A dívida é o preço da pureza...* ”

(1939, JEAN-PAUL SARTRE)

**GASPAR, H. S., Origem dos satélites irregulares de Júpiter: Captura de asteroides binários primordiais**, 2013, 54 f., Tese (Doutorado em Física) – Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá.

## **RESUMO**

Muitos estudos sobre os satélites irregulares dos planetas gigantes têm sido publicados, especialmente motivados pelo exponencial aumento no número de objetos conhecidos proporcionado pela era observacional do CCD. Características peculiares, como órbitas altamente excêntricas e inclinadas, bem como distantes dos planetas, são incompatíveis com o modelo de formação local através de acreção de matéria do disco circumplanetário, de modo que apenas a captura gravitacional explica a existência de tal classe. No problema restrito de três corpos, capturas gravitacionais são de caráter temporário, de modo que faz-se necessário um mecanismo não trivial de captura compatível com a existência desses objetos. Muitas têm sido propostas, mas as origens dos satélites irregulares de Júpiter, o planeta com maior número de objetos da referida classe, ainda permanece indeterminada. Estudando o mecanismo de captura de asteroides binários, sob o cenário do problema de 4 corpos, consideram Sol e Júpiter como objetos primários, obtivemos uma distribuição orbital de objetos capturados bastante semelhante à distribuição observada para os satélites irregular jovianos. O referido estudo também nos permitiu compreender as características intrínsecas mais relevantes do mecanismo. As evidências nos permitem propor uma nova teoria consistente com as origens dos satélites irregulares, vinculada às origens da família Hilda de asteroides dos cinturão principal.

**PALAVRAS-CHAVE:** Satélites Irregulares – Asteróides binários – Família Hilda – Captura gravitacional

**GASPAR, H. S., Origins of Jovian Irregular Satellites: Capture of Primordial Binary Asteroids**, 2013, 54 f., Thesis (Doctorate in Physics) – Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá.

### **ABSTRACT**

Irregular satellites of the giant planets have been largely studied since the CCD observational era exponentially increased the number of known objects of such class. Peculiar features of these objects, such as highly inclined and eccentric orbits, and also their distance from the planet are strong signatures of non locally formed objects. Since gravitational captures under the three-body theories are temporary, a non trivial capture mechanism is necessary to explain their origin. Many theories about the origins of such objects have been proposed, but the origins of irregular satellites of Jupiter, in particular, still remain undetermined, and Jupiter is the planet with the larger population of such objects. Here we present efforts devoted to the comprehension of binary-asteroid capture mechanism. We obtained a comparable orbital distribution of captured objects to the distribution of known objects. Furthermore, many relevant features of the mechanism were elucidated. The evidences lead us to propose a consistent theory for the origins of irregular Jovian satellites constrained to the origin of Hilda family's of asteroid.

**KEYWORDS:** Jovian Irregular Satellites – Binary Asteroids – Hilda's family – Gravitational Capture – Close encounters.

## SUMÁRIO

1	Introdução . . . . .	1
2	Satélites Naturais . . . . .	3
2.1	Inventário dos satélite irregulares jovianos . . . . .	6
2.2	A origem dos satélites planetários . . . . .	7
2.2.1	Origem dos satélites irregulares . . . . .	8
2.2.2	Mecanismos de captura . . . . .	8
2.2.2.1	Captura com arrasto em meio gasoso . . . . .	9
2.2.2.2	Modelo <i>Pull Down</i> . . . . .	10
2.2.2.3	Interações de troca . . . . .	11
2.2.2.4	Captura durante encontros planetários . . . . .	12
2.2.3	“A menina dos olhos”, o modelo de captura de asteroides bi- nários . . . . .	14
2.2.3.1	Marcos na história do estudo do mecanismo de cap- tura de asteroides binários . . . . .	14
3	Planetas menores . . . . .	16
3.1	Asteróides binários . . . . .	16
3.2	O Cinturão Principal de asteroides . . . . .	18
3.2.1	Os Hildas e a ressonância 3:2 . . . . .	18
3.2.1.1	Digressão: A ressonância 3:2 . . . . .	19
4	Estudo de captura de asteroides binários . . . . .	25
4.1	O início: Caso coplanar . . . . .	25
4.1.1	Estudo de Tempo de Captura . . . . .	25
4.1.2	Simulações Numéricas de captura . . . . .	28
4.1.3	Resultados relevantes do estudo do caso coplanar . . . . .	29
4.1.4	Conclusões . . . . .	31
4.2	Aumentando um grau de liberdade: Caso Tri-dimensional . . . . .	33
4.2.1	Condições Iniciais Propícias Tridimensionais . . . . .	33
4.2.2	Simulações Numéricas de captura . . . . .	35
4.2.3	Resultados do estudo do caso tridimensional . . . . .	36
5	Modelo de origem dos satélites irregulares de Júpiter . . . . .	42
5.1	Satélites irregulares de Júpiter: Captura de asteroides binários do Sis- tema Solar Primordial . . . . .	44
6	Conclusões e considerações finais . . . . .	46
6.1	Compreensão do processo de captura de asteroides binários . . . . .	46
	Referências bibliográficas . . . . .	49
A	Mapas de Tempo de captura . . . . .	53



# 1 INTRODUÇÃO

Compreender o universo que nos cerca é, sem dúvida, propriedade intrínseca de nossa natureza. Embora não nos atenhamos a determinados elementos de nosso universo, grande interesse nos é despertado por outros. Torna-se, então, evidente a divisão das três bases do conhecimento, isto é, as ciências Biológicas, Exatas & Humanas. Esta colocação introdutória tem como propósito salientar que o todo não pode ser compreendido senão pelo estudo de suas partes, e pelo consequente estudo de correlação das mesmas. Obedecendo a esta hierarquia, o presente trabalho insere-se no contexto do estudo das origens do Sistema Solar, no que tange a questão que trata das origens dos satélites irregulares dos planetas gigantes. Mais especificamente, a presente tese atém-se às origens dos satélites irregulares de Júpiter, uma vez que, no contexto atual de formação do Sistema Solar (Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Gomes et al., 2005), as origens dos satélites irregulares dos demais planetas está, a menos de poucas exceções, bem embasada pela teoria de captura gravitacional durante encontros planetários (Nesvorný et al., 2007).

O atual modelo mais bem aceito de formação do Sistema Solar herda o nome da cidade, atualmente francesa, de Nice, na qual se localiza o Observatório da Costa Azul, local onde seus autores o elaboraram. Resumidamente, o modelo de Nice descreve um sistema em que os planetas gigantes formaram-se em uma configuração orbital quase circular, coplanar e mais compacta que a observada atualmente, sofreram migrações devido a interações com um disco heliocêntrico de planetesimais, fazendo Saturno alcançar uma órbita de período comensurável ao período da órbita de Júpiter. Nesta configuração, designada ressonância de movimento médio, Júpiter e Saturno têm suas excentricidades excitadas, fato que acarreta significativo aumento nas perturbações exercidas à Urano e Netuno, resultando consequente ganho de excentricidade destes (Tsiganis et al., 2005). Com o aumento das excentricidades, as órbitas dos planetas gigantes passam a se cruzar permitindo que planetas sofram encontros próximos entre si. O processo migratório é cessado no ponto em que o disco de planetesimais é suficientemente dissolvido a ponto de não oferecer trocas significativas de momento angular com os planetas. As órbitas planetárias são, então, circularizadas alcançando a configuração atualmente observada.

Neste cenário, Nesvorný et al. (2007) propuseram que os satélites irregulares dos planetas gigantes originaram-se de capturas gravitacionais de planetesimais do disco heliocêntrico durante as ocorrências de encontros planetários. Em meio a um encontro planetário, um planetesimal do referido disco heliocêntrico ao orbitar as vizinhanças dos planetas envolvidos no encontro, tem sua órbita desviada em direção à um dos planetas, tornando-se, dessa forma, permanentemente capturado pelo mesmo, ao mesmo tempo em que, após o encontro, os planetas passam a se afastar. Se por um lado este modelo consiste em uma explicação plausível para as origens dos satélites irregulares de Saturno, Urano e Netuno com perfeita concordância com o Modelo de Nice, por outro, ele é incompatível com as origens dos satélites irregulares Jo-

vianos. No cenário do modelo de Nice, Júpiter *i*) não tem encontros próximos com os outros planetas e *ii*) tem uma migração líquida decadente, isto é, em direção ao Sol. Como será tratado mais adiante na Seção 2.2.2.2, migrações no sentido de afastamento do Sol tendem a favorecer à captura permanente uma vez que a perturbações exercidas pelo Sol tende a decrescer em função do afastamento. Em contrapartida, a migração de Júpiter em direção ao planeta desfavorece a ocorrência de capturas permanentes uma vez que as perturbações Solares tornam-se mais intensas.

O contexto até aqui exposto constituiu o cenário da época em que o presente trabalho foi iniciado. Não obstante, apesar dos modelos citados terem passado por reformulações (Morbiddelli et al., 2009; Brasser et al., 2009; Morbidelli et al., 2010), e novas hipóteses terem sido propostas, como por exemplo o modelo *Jumping Jupiter* (Morbiddelli et al., 2010), as origens dos satélites irregulares Jovianos é um problema que permanece em aberto. Justifica-se, então, a evidente importância do presente trabalho no contexto atual.

Acerca das teorias sobre as origens dos satélites irregulares, o Capítulo 2 contempla uma extensa abordagem. Peças chave para a compreensão da teoria aqui tratada, os planetas menores serão abordados no Capítulo 3 com merecido destaque à família dos Hildas do Cinturão Principal na Seção 3.2.1, e a especial classe de asteroides binários na Seção 3.1. Os estudos de captura de asteroides binários realizados ao longo doutorado estão resumidos no Capítulo 4. O Capítulo 5 contém nossa proposta teórica para explicar as origens dos satélites irregulares Jovianos. As conclusões e considerações finais estão sintetizadas no Capítulo 6.

## 2 SATÉLITES NATURAIS

Satélites naturais, ou luas, são corpos celestes de terceira ordem em um sistema planetário, isto é, hierarquicamente as estrelas são os elementos primários; planetas, asteroides e cometas orbitam as estrelas e são, portanto, elementos secundários. Os satélites naturais, por orbitarem planetas e asteroides, são elementos terciários dentro da referida hierarquia.

Atualmente, mais de 430 satélites naturais são conhecidos no Sistema Solar (Johnston, 2011; solarsystem.nasa.gov, 2013; www.minorplanetcenter.net, 2013). Resgatando a ideia de que o todo deve ser estudado por partes, a parte da presente tese que cabe à estes elementos também é sub-repartida, e neste capítulo abordaremos apenas a classe dos satélites planetários, isto é, os que orbitam os planetas. No Sistema Solar, apenas Mercúrio e Vênus não possuem satélites conhecidos, ao passo que os outros seis planetas somam um total de 169 luas (www.minorplanetcenter.net, 2013). Os satélites planetários são classificados como *regulares* ou *irregulares* de acordo com a órbita ao redor do planeta.

Em documento de 1758, Charles Walmesley apontou irregularidades no movimento de satélites oriundas da oblatividade do planeta:

*CX. Of the Irregularities in the Motion of a Satellite arising from the spheroidal Figure of its Primary Planet : In a Letter to the Rev. James Bradley D. D. Astronomer Royal, F. R. S. and Member of the Royal Academy of Sciences at Paris ; by Mr. Charles Walmesley, F. R. S. and Member of the Royal Academy of Sciences at Berlin, and of the Institute of Bologna.*

O documento, escrito em sua maior parte em Latim, apresenta cálculos da variação de alguns elementos, como distância (*distantiarum*), inclinação (*inclinationis*), nodo (*nodì*) e apses (*apsidum*). Embora o referido texto não trate do que hoje denominamos satélites irregulares, mas sim de variação dos elementos osculadores devido ao achatamento do corpo central, ele pode ser considerado uma primeira tentativa de se identificar tal classe.

A primeira clara colocação da possível existência de duas classes de satélites foi publicada em Janeiro de 1949, por Gerard Kuiper. Nesse artigo, Kuiper chama a atenção para a existência de duas classes de satélites análogas às classes de planetas “maiores” e “menores”, bem como para a ausência de “gaps” verdadeiros tanto no sistema planetário como no sistema de satélites. Naquela época, planetas eram classificados como maiores, ou menores, de acordo com a razão de massa  $10^{-7} < \mu < 10^{-3}$  e  $\mu < 10^{-9}$ , respectivamente. Quanto à ausência de *gaps*, Kuiper se referia ao fato das distâncias não obedecerem à Lei de separação de *Titius-Bode*:

$$d = 0,4 + 0,3(2^n), \quad \text{em que } n = -\infty, 0, 1, 2, 4, 5. \quad (1)$$

Kuiper viria, de fato, empregar o termo *satélite irregular* em seu artigo de 1951 intitulado: “ON THE ORIGIN OF THE IRREGULAR SATELLITES”. Neste artigo, Kuiper afirma existirem 3 classes de satélites: regulares, irregulares e a Lua. Em suma:

- Satélites **regulares** eram assim classificados por terem configuração orbital, com respeito ao planeta, análoga à distribuição orbital dos planetas relativa à estrela. Caracterizavam-se, portanto, por terem órbitas quase circulares, quase equatoriais e orientadas no mesmo sentido da órbita planetária. Além disso, analogamente à distribuição dos planetas ao redor do Sol, o espaçamento observado entre os satélites regulares também obedecia aproximadamente uma progressão geométrica (Equação (1)).
- Satélites **irregulares**, portanto, caracterizavam-se por apresentarem irregularidades orbitais. Eram objetos bastantes distantes do planeta, com altas excentricidades e altas inclinações relativas ao equador do mesmo. Tritão, a maior lua de Netuno, intrigava por ter uma órbita extremamente baixa, circular, entretanto, altamente inclinada. Grande atenção também era dispensada à Nereida, por apresentar um órbita extremamente excêntrica.
- A **Lua**, como atualmente, era apontada por Kuiper como um objeto excepcional, por possuir uma enorme massa relativa à massa terrestre, isto é,  $m_{\text{L}} = m_{\oplus}/81$ . Todos os outros satélites, bem como os planetas com respeito ao Sol, possuem razões de massa inferiores a  $10^{-3}$ . Somando isso, às evidências de composição lunar, Kuiper propôs que a Lua formara-se como um planeta gêmeo com a Terra.

Há de se ressaltar, que em 1951 apenas 10 entre 29 satélites<sup>1</sup> conhecidos eram irregulares, ao passo que atualmente os irregulares são a população majoritária de satélites planetários. A Figura(1) mostra a distribuição de satélites planetários conhecidos, em 1951 e atualmente, no Sistema Solar. A Lua, assim como em 1951, é ainda considerada um satélite de classe única.

O cenário atual, no que tange a questão da definição de satélite irregular, não difere muito daquele vivido por Kuiper, isto é, embora astrônomos saibam distinguir satélites regulares e irregulares, não existe uma definição formal para tal. A definição mais formal que se pode encontrar na literatura é dada em função de um semi-eixo maior crítico  $a_{\text{crit}}$  estabelecido por Goldreich (1966):

$$\frac{a_{\text{crit}}}{R_{\text{P}}} \simeq \left[ \frac{4J_2}{3} \frac{M_{\text{P}}}{M_{\odot}} \right]^{1/5} \left( \frac{a}{R_{\text{P}}} \right)^{3/5}, \quad (2)$$

em que  $R_{\text{P}}$ ,  $J_2$  e  $a$  são o raio equatorial, o coeficiente de achatamento e o semi-eixo maior do planeta.  $M_{\text{P}}$  e  $M_{\odot}$  são as massas do planeta e do Sol, respectivamente. Em suma,  $a_{\text{crit}}$  corresponde à distância planetocêntrica em que os torques, sobre o satélite, exercidos pelo Sol e pelo achatamento do planeta se igualam. Satélites com semi-eixo maior  $a \gg a_{\text{crit}}$  sofrem consideráveis variações na inclinação relativa ao equador do planeta, apesar da inclinação relativa ao plano orbital heliocêntrico do planeta manter-se aproximadamente constante.

A Figura(2) mostra as projeções tridimensionais das órbitas planetocêntricas dos satélites regulares de Júpiter, em (a), e de todos os atualmente conhecidos em (b). As trajetórias

<sup>1</sup>Note o capricho de se empregar do termo “satélites” não procedido do termo “planetários”. Isto porque, na época não eram conhecidos asteroides com satélites, ou seja, todos os satélites eram planetários.

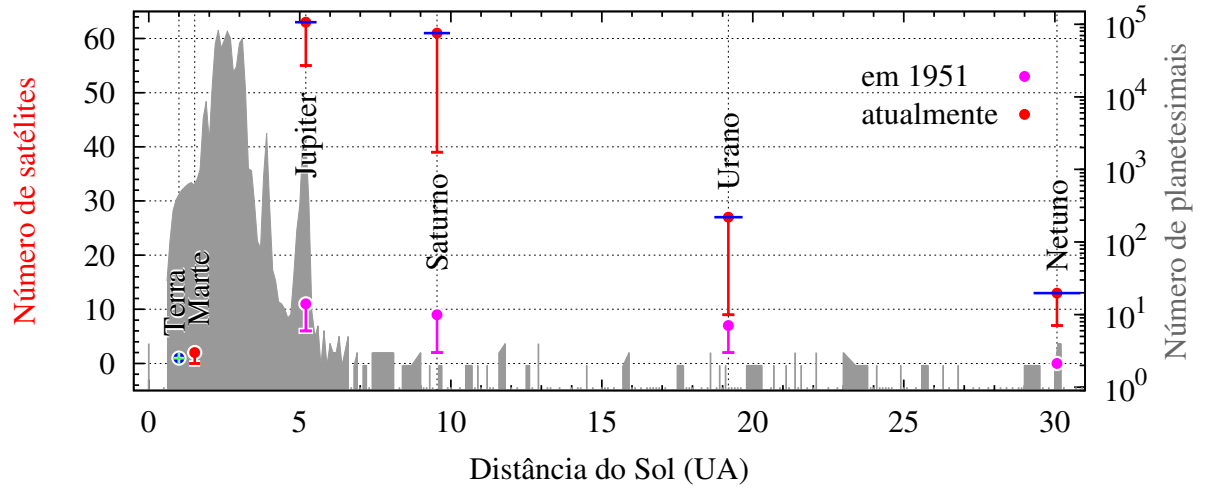


Figura 1: Distribuição de pequenos corpos no Sistema Solar. Relativamente ao eixo vertical esquerdo, a extremidade circular das barras vermelhas indicam o montante de satélites atualmente conhecidos para os respectivos planetas, ao passo que as extremidade inferiores indicam o total de satélites irregulares. Analogamente, os símbolos em magenta indicam os montantes conhecidos em 1951. As barras horizontais azuis, representam o diâmetro da esfera de Hill (Equação (3)) de cada planeta. Relacionado ao eixo vertical direito, a curva cinza representa um histograma dos asteroides do sistema solar em função do semi-eixo maior.

estão coloridas de forma a possibilitar a aferição de seu sentido de evolução, isto é, os satélites evoluem no mesmo sentido em que a coloração também o faz do preto para o amarelo, a partir dos pericentros de suas órbitas. Portanto, a descontinuidade do gradiente de cores, do amarelo para o preto, indica a passagem pelo pericentro. O plano de referência adotado é o Laplaciano<sup>2</sup>, que para o caso dos satélites internos aproxima-se do plano equatorial do planeta. Portanto, a Figura (2a) ilustra as órbitas baixas, circulares e equatoriais dos satélites regulares. A Figura (2b), por sua vez, não nos permite distinguir com muita clareza as órbitas projetadas, mas explicita o contraste entre as órbitas regulares e irregulares. Note que, os limites das órbitas regulares estão indicados no painel (b) por pares de linhas verdes. Portanto, ficam evidentes as características peculiares dos satélites irregulares: órbitas altas, excêntricas e oblíquas, tanto mutuamente como quanto em relação ao equador do planeta.

Apesar de não estar evidente na Figura (2b), outra característica extremamente peculiar dos satélites irregulares, é a existência de grupos dinâmicos e/ou espectrais. Grupos dinâmicos, são satélites com órbitas semelhantes, muito provavelmente, resultantes de uma colisão. Dada a dispersão orbital, é possível estimar o  $\delta\vec{v}$  que a teria gerado. Sendo  $\delta\vec{v}$  a “deflexão” dos fragmentos resultantes de uma colisão, ou diferença entre a velocidade de ejeção e a velocidade orbital inicial, classifica-se portanto como grupo dinâmico, um conjunto de satélites cuja dispersão orbital tem um  $\delta\vec{v}$  coerente com o de uma colisão, isto é,  $\|\delta\vec{v}\|$  da ordem de 5 a 50 m/s; (Nesvorný et al., 2004). Analogamente, também existem os grupos espectrais, cuja coloração semelhante sugere uma origem comum para todos os componentes do conjunto (Nesvorný et al., 2003).

<sup>2</sup>O Plano de Laplace é normal ao eixo de precessão dos nodos da órbita planetocêntrica de um satélite (Seidemann, 1992)

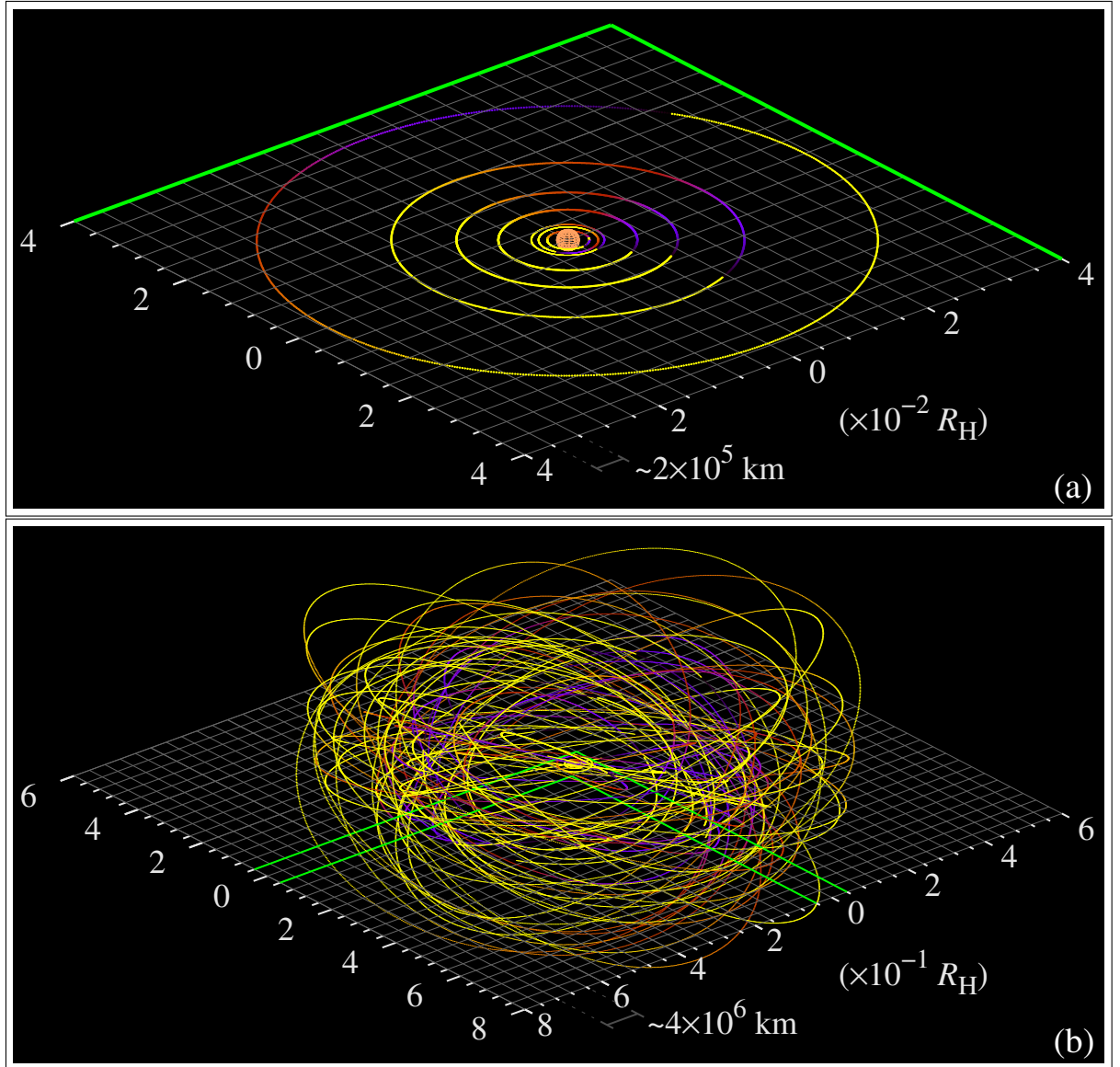


Figura 2: Projeção tridimensional das órbitas dos satélites de Júpiter. Somente os regulares em (a), e todos em (b). A coloração das trajetórias associam a anomalia verdadeira  $f$ , com *preto* para  $f = 0^\circ$  e *amarelo* para  $f \approx 360^\circ$ , o que permite aferir a direção, prógrada ou retrógrada, das órbitas. A escala está representada em função do Raio de Hill de Júpiter  $R_H$  (Equação (3)).

## 2.1 INVENTÁRIO DOS SATÉLITE IRREGULARES JOVIANOS

A Tabela (1) apresenta a distribuição de inclinações dos satélites irregulares de Júpiter com binagem de  $5^\circ$ . Observa-se que os satélites prógrados estão concentrados na faixa de inclinações de  $[25^\circ:30^\circ]$ . Temisto e Carpo, portanto, destacam-se em função da inclinação orbital. Carpo também se destaca por ser o mais distante e excêntrico entre o grupo dos prógrados. A distribuição dos satélites irregulares de Júpiter no espaço  $a \times e \times I$  encontra-se nos gráficos da Seção 4.2.3. A tabela também mostra que os satélites retrógrados têm distribuição de inclinações aproximadamente uniforme entre  $145^\circ$  e  $170^\circ$ , com evidente depleções nas inclinações

próximas de  $\sim 160^\circ$ , e inferiores à  $145^\circ$ .

[25° : 30°]	[40° : 45°]	[50° : 55°]	[140° : 145°]
<sup>VI</sup> Himalia	<sup>XVIII</sup> Themisto	<sup>XLVI</sup> Carpo	S/2003 J3
<sup>VII</sup> Elara	—	—	S/2003 J4
<sup>X</sup> Lysithea	—	—	S/2003 J15
<sup>XIII</sup> Leda	—	—	—
S/2000 J11 <sup>A</sup>	—	—	—

<sup>A</sup> S/2000 J11 não consta mais como satélite de Júpiter no catálogo da NASA, apesar de ainda constar como tal no banco de dados da IAU. (FONTES: NASA [http://ssd.jpl.nasa.gov/?sat\\_elem](http://ssd.jpl.nasa.gov/?sat_elem), IAU <http://www.minorplanetcenter.net/iau/NatSats/NaturalSatellites.html>)

[145° : 150°]	[150° : 155°]	[155° : 160°]	[160° : 165°]	[165° : 170°]
<sup>XXXIV</sup> Euporie	<sup>XXX</sup> Hermippe	<sup>IX</sup> Sinope	<sup>L</sup> Herse	<sup>XLIII</sup> Arche
<sup>XXXV</sup> Orthosie	<sup>XLII</sup> Thelxinoe	<sup>XXXIX</sup> Hegemone	<sup>XXV</sup> Erinome	<sup>XXXVIII</sup> Pasithee
<sup>XXXIII</sup> Euanthe	<sup>XLV</sup> Helike	<sup>XLI</sup> Aoede	<sup>XI</sup> Carme	<sup>XXI</sup> Chaldene
<sup>XXIX</sup> Thyone	<sup>XXXII</sup> Eurydome	—	S/2003 J9	<sup>XXXVII</sup> Kale
<sup>XL</sup> Mneme	<sup>XXVIII</sup> Autonoe	—	S/2003 J10	<sup>XXVI</sup> Isonoe
<sup>XXII</sup> Harpalyke	<sup>XXXVI</sup> Sponde	—	S/2003 J19	<sup>XXXI</sup> Aitne
<sup>XXVII</sup> Praxidike	<sup>VIII</sup> Pasiphae	—	S/2010 J1	<sup>XX</sup> Taygete
<sup>XXIV</sup> Iocaste	<sup>XIX</sup> Megaclite	—	S/2011 J1	<sup>XXIII</sup> Kalyke
<sup>XII</sup> Ananke	S/2003 J2	—	—	<sup>XLVII</sup> Eukelade
<sup>XVII</sup> Callirrhoe	S/2010 J2	—	—	<sup>XLIV</sup> Kallichore
<sup>XLVIII</sup> Cyllene	S/2011 J2	—	—	S/2003 J5
<sup>XLIX</sup> Kore	—	—	—	—
S/2003 J12	—	—	—	—
S/2003 J16	—	—	—	—
S/2003 J18	—	—	—	—
S/2003 J23	—	—	—	—

Tabela 1: Inventário dos satélites irregulares de Júpiter, em função das faixas de inclinação. As linhas da tabela relacionam os satélites existentes para cada faixa de inclinação sem ordem particular. (FONTE: <http://www.dtm.ciw.edu/users/sheppard/satellites/jupsatdata.html>)

## 2.2 A ORIGEM DOS SATÉLITES PLANETÁRIOS

O contraste entre as órbitas regulares e irregulares destacado na Figura (2), naturalmente sugere que as duas referidas classes de satélites não têm a mesma origem. As órbitas circulares, equatoriais e baixas dos satélites regulares, sugerem que estes formaram-se ao redor do planeta por processo de acreção de matéria do disco circumplanetário remanescente, analogamente ao

modo como os planetas se formaram ao redor do Sol via acreção de matéria do disco circun-solar (Kuiper, 1951b). De modo analogamente oposto, as características orbitais dos satélites irregulares são incompatíveis com o processo de formação *in-situ* via acreção de matéria do disco circumplanetário.

### 2.2.1 Origem dos satélites irregulares

A primeira hipótese sobre a origem dos satélites irregulares foi proposta por Kuiper (1951a). A teoria pressupunha que os satélites mais distantes, formados localmente, escapavam da órbita planetocêntrica e eram posteriormente recapturados em uma nova órbita planetocêntrica irregular. Este processo dar-se ia pelo fato do proto-planeta ainda não haver terminado o processo de formação e, portanto, sofrer uma redução de massa. A redução de massa do proto-planeta acarretaria a contração da região de estabilidade ao redor do mesmo, e consequente desestabilização dos satélites mais distantes até a ocorrência de escape desses. Após o escape, esses satélites tornariam-se co-orbitais ao planeta podendo ser recapturados pelo mesmo durante um encontro. Para permanecer capturado, o satélite deveria sofrer redução de energia orbital, fato que dar-se ia por fricção com a matéria do disco ao redor do proto-planeta. No entanto, essa teoria foi refutada por não haver evidências de tal significativa perda de massa dos planetas.

Atualmente, existe o consenso de que os satélites irregulares não se formaram *in-situ*, mas, ao invés, são oriundos de regiões remotas, e capturados pelo planeta, muito provavelmente, durante o estágio final de seu processo de formação (Kuiper, 1956; Pollack et al., 1979; Vieira Neto et al., 2004). Entretanto, no contexto do *Problema Restrito de 3 Corpos - PR3C*, teoria largamente empregada no estudo de fenômenos dinâmicos do Sistema Solar (Murray & Dermott, 1999), a captura gravitacional é temporária. Isso ocorre porque a energia mecânica de 2 corpos  $E_{mec}$ , grandeza que determina se a órbita mútua entre dois corpos é *aberta* ou *fechada*, não se conserva no *PR3C*. A energia de *Jacobi*  $C_J$ , por sua vez, é uma constante do movimento no *PR3C* da qual se pode interpretar existência de uma “barreira de potencial”. Essa barreira de potencial, é dada em função da energia de Jacobi do ponto de Equilíbrio Lagrangiano  $L_1$  do sistema  $C_J(L_1)$ . Para que uma partícula seja capturada pelo planeta, sua energia  $C_J$  deve ser suficiente para vencer essa barreira. Disso, acarreta que a energia é suficiente para vencer a barreira e permitir que a partícula escape da referida captura. Portanto, faz-se necessário considerar mecanismos auxiliares que tornem permanente uma captura inicialmente temporária.

### 2.2.2 Mecanismos de captura

Diante do cenário exposto, e impondo a requisição de uma teoria concisa, restam poucas maneiras possíveis de tornar uma captura permanente. Algumas delas são:



- Causar a redução da energia  $C_J$  da partícula, após captura da mesma, de modo que não seja possível vencer a barreira de potencial no sentido de escape da partícula. Ou seja, por meio de processos dissipativos:
  - a) Fricção. Causada, por exemplo, por arrasto gasoso
  - b) Migração planetária no sentido de afastamento do Sol.
  - c) Aumento da massa planetária
  - d) Fissão da partícula temporariamente capturada.
- Aumentar o número de corpos ocasionando a quebra do vínculo  $\frac{dC_J}{dt} = 0$ 
  - e) Considerar o *PR4C* com 2 partículas sem massa. As partículas interagem mutuamente quando estão próximas quebrando, **temporariamente**, o referido vínculo, e, quando suficientemente distantes, o cenário se resume à dois *PR3C*.
  - f) Considerar o *Problema de N Corpos*.

Os próximos parágrafos contêm exemplos de modelos teóricos que exploram cada uma das ideias listadas acima.

#### 2.2.2.1 Captura com arrasto em meio gasoso

As teorias de formação do Sistema Solar assumem que proto-planetas se formam em meio a um disco circunsolar, por acreção de gases e partículas oriundas do mesmo. Ao atingir dimensões planetárias, o proto-planeta passa a ter domínio gravitacional sob o movimento do gás e matéria nas vizinhanças de seu entorno. Neste estágio, o disco de gás e matéria remanescente ao redor do planeta é chamado circumplanetário.

Teoria do tipo “a” dentre as descritas acima, a captura por arrasto em gás propõe que os satélites irregulares são objetos capturados no estágio final de formação do planeta, antes do envelope de gás ser dissipado. A captura é, portanto, assistida pela ação do gás do disco circumplanetário remanescente, que reduz a velocidade orbital da partícula ao redor do planeta (Pollack et al., 1979; Čuk & Burns, 2004; Vieira Neto & Winter, 2009). A redução de velocidade pode ser interpretada como dissipação da componente cinética da energia de Jacobi. O mecanismo de captura por arrasto em gás, como aqui resumido, descreve um modelo aparentemente conciso. Entretanto, o seguinte conjunto de parâmetros impõem severas restrições ao modelo:

- Perfil de densidade do envelope de gás. É um parâmetro altamente sensível do mecanismo. A dissipação de energia é maior, quanto maior for a densidade do gás. Uma densidade uniforme, por exemplo, resultaria uma dissipação constante, ao passo que uma densidade radialmente decrescente resultaria em uma maior dissipação quanto maior fosse a

aproximação da partícula. Portanto, o fato de tal perfil ser um fenômeno não observável agrega grandes incertezas ao modelo (Pollack et al., 1996);

- Tempo de colapso do referido envelope. Analogamente à discussão sobre o perfil de densidade do envelope, o tempo de colapso do envelope também é um parâmetro sensível do mecanismo e não observável;
- Dimensão vs Massa da partícula capturada. A força de arrasto é maior quanto maior for as dimensões do objeto imergente. Consequentemente, em primeira análise conjectura-se que quanto maior for o objeto, mais rápido ele ira espiralar em direção ao planeta. Em contrapartida, quanto mais massiva for a partícula, maior será sua inércia, atenuando o efeito pressuposto pela primeira análise. O parâmetro “Dimensão vs Massa”, portanto, é em última análise um filtro de tamanho dos objetos que podem ser capturados. Cabe salientar que a combinação deste parâmetro com os outros dois discutidos anteriormente, resulta em um filtro variável no tempo, e variável em função do “potencial de penetração” da partícula.

#### 2.2.2.2 Modelo *Pull Down*

Literalmente traduzido para Português como “puxão para baixo”, pode-se dizer que o termo não é bem empregado, dado que o mecanismo é melhor compreendido em função da expansão esfera de Hill  $R_H$  (Equação (3)) do planeta.

##### 2.2.2.2.1 Digressão: Esfera de influência de Hill

O raio de Hill  $R_H$  é um “parâmetro de escala” do  $PCR3C^3$  que define a região esférica dentro da qual o campo gravitacional de um corpo massivo é dominante sobre o movimento da partícula. Em suma, para partículas orbitando a esfera de Hill bem adentro, como é o caso dos satélites regulares de Júpiter, o movimento pode ser considerado Kepleriano (Murray & Dermott, 1999). O raio de Hill é dado por:

$$R_H = \left(\frac{\mu}{3}\right)^{1/3} a, \quad (3)$$

em que  $\mu$  é a razão de massas do planeta e do Sol, e  $a$  é o semi-eixo maior heliocêntrico do planeta. Note que o termo mais preciso seria “esfera de influência de Hill”, em que esfera de influência é um termo mais geral. Também vale notar que o semi-eixo crítico  $a_{crit}$  de Goldreich (1966), também determina uma esfera de influência.

Apesar do raio de Hill ser derivado do  $PCR3C$ , seu emprego é bastante comum, mesmo no

---

<sup>3</sup>O  $PCR3C$  - Problema Circular Restrito de 3 Corpos - é o caso particular do  $PR3C$  em que os corpos massivos estão restritos ao movimento circular em relação ao baricentro do sistema.

caso não circular. Estudos de estabilidade de satélites em órbitas planetocêntricas, por exemplo, revelam que satélites prógrados são estáveis dentro de um raio crítico  $r_{\text{crit}}^{\text{pro}} \approx 0.48 R_H$  (Domingos et al., 2006), enquanto que os retrógrados são estáveis à maiores distâncias, isto é,  $r_{\text{crit}}^{\text{ret}} \approx 0.69 R_H$  (Hamilton & Krivov, 1997; Nesvorný et al., 2003; Yokoyama et al., 2008).

---

Uma partícula temporariamente capturada, tem órbita planetocêntrica instável. Portanto, na maior parte do tempo sua distância radial ao planeta é maior que a distância radial crítica. Como visto na digressão acima (2.2.2.2.1), a distância radial crítica, que define a região circumplanetária estável, é dada em função do raio de Hill, e pode, portanto, ser expandida se o for o raio de Hill. Deste modo, o aumento do raio de Hill poderia ser tal que a região estável englobasse a órbita originalmente instável, da partícula temporariamente capturada. Isso tornaria permanente a captura originalmente temporária da partícula.

O mecanismo *Pull Down* (Heppenheimer & Porco, 1977) consiste em tornar um asteroide temporariamente capturado em um satélite permanentemente capturado via expansão do raio de Hill. É uma teoria do tipo “b/c” dentre as descritas no início da seção 2.2.2, em que o raio de Hill se expande devido à um aumento da massa “c” e/ou do semi-eixo maior “b” heliocêntrico do planeta, ou, ainda mesmo, devido à uma redução da massa solar (Brunini, 1995). Pollack et al. (1996), mostraram que tais capturas ocorrem para uma variação da massa planetária de cerca de 40 %, ao passo que os resultados de Vieira Neto et al. (2004, 2006) apontam que capturas podem ocorrer para variações da massa planetária da ordem de 10 %. Beaugé et al. (2002), por sua vez, mostrou que uma expansão do raio de Hill devido à migração de afastamento é pouco provável, pois a migração deveria ocorrer rapidamente, antes do escape da partícula temporariamente capturada. Uma migração tão rápida, ocasionaria a desestabilização dos satélites já existentes. Este modelo tem a principal deficiência de não levar em conta o efeito do arrasto gasoso do disco de gás circumplanetário existente na época de crescimento do planeta, que seria mais importante que o próprio aumento da massa planetária.

Vale salientar que o processo inverso, digamos um “*Push Up*”, também é um ponto fraco do modelo. Um decaimento de órbita e/ou redução de massa do planeta, ocasionaria uma contração da região de estabilidade podendo resultar na perda de satélites pré-existentes mais externos.

### 2.2.2.3 Interações de troca

Capturas do tipo “d/e” foram propostas por Colombo & Franklin (1971); Tsui (2000), sob cenários colísivos ou apenas de encontros próximos envolvendo interações tipo asteroide-asteroide ou asteroide-satélite. Colombo & Franklin (1971) propuseram que os *sete* satélites irregulares de Júpiter, conhecidos na época, tinham como origem comum a colisão de um asteroide temporariamente capturado com um grande satélite primordial. Com resultado da coli-

são, os fragmentos produzidos teriam energia específica reduzida, bem como momento angular específico alterado devido à distribuição de velocidades. Assim, uma fração dos fragmentos permaneceria capturada por Júpiter como satélites irregulares.

Uma teoria semelhante foi proposta por Tsui (2000), mas em um cenário sem colisão. Nesta teoria, um asteroide temporariamente capturado sofre um encontro próximo com um satélite grande, como por exemplo um dos Galileanos, que resulta nas trocas mútuas de energia e momento angular entre os dois corpos. Dado que o satélite é muito maior que o asteroide, sua órbita sofre uma perturbação negligenciável, ao passo que a órbita do asteroide sofre perdas de energia e momento angular suficiente para permanecer capturado.

Ambas as teorias têm como ponto forte a independência de parâmetros não observáveis, bem como independência temporal, ou seja, capturas do tipo “d/e” podem ter ocorrido em qualquer instante da história de formação do Sistema Solar. Em contrapartida, a probabilidade de ocorrência de tais eventos é ínfima, o que agrega, portanto, uma deficiência no mecanismo.

Embora Tsui (2000) não tenha dado devida ênfase em seu texto, ele afirma em uma breve sentença que seu modelo também se aplicaria à um *par de asteroide acoplados* adentrando a esfera de Hill. Muito provavelmente, Tsui não deu devida ênfase ao fato de seu modelo se aplicar à captura de asteroides binários porque, até então, menos de 15 objetos desta classe eram conhecidos no Sistema Solar (Figura(4)). Entretanto, podemos conjecturar que em 2002, quando a duplicação do número asteroides binários conhecidos apontava o início de um “era” de descobertas de tais objetos, Tsui (2002) percebeu a relevância da hipótese da origem dos satélites irregulares via reação de troca com asteroides binários. A Seção 2.2.3 é especialmente reservada à discussão do modelo.

#### 2.2.2.4 Captura durante encontros planetários

Concluindo a relação de possíveis teorias de modelos de captura listados no início da seção (2.2.2), o modelo mais representativo da teoria tipo “f” é, sem dúvidas o, já introduzido, modelo de captura de satélites irregulares durante encontros planetários (Nesvorný et al., 2007).

O mecanismo consiste na captura de planetesimais de um disco, no qual dois planetas migrando sofrem um encontro de separação inferior à soma de seus respectivos Raios de Hill. Durante o encontro entre os planetas, uma grande fração dos planetesimais orbitando a região têm suas órbitas originais alteradas tornando-se ligados à um dos planetas. Com base no modelo de Nice (Tsiganis et al., 2005), inúmeros encontros ocorreram durante a fase de migração. Portanto, inúmeros encontros foram considerados, e a cada encontro os planetesimais capturados a partir do disco interagiam com planetesimais pré-capturados em encontros anteriores. Dentre várias simulações numéricas realizadas, os autores destacam uma em que 443 encontros ocorreram. Note que ocorrem, portanto, interações de troca entre os planetesimais em processo de captura e os objetos pré-capturados. Tais interações de troca podem tanto resultar na remoção de objetos pré-capturados, como na captura de planetesimais em órbitas mais estáveis, de modo

análogo ao discutido previamente (2.2.2.3). Entretanto, o grande número de encontros aumenta substancialmente as probabilidades de captura. De fato, a eficiência de captura observada para Urano e Netuno, por Nesvorný et al. (2007) era uma ordem de grandeza superior às observadas para Júpiter e Saturno. Isso leva os autores à discutirem as 2 seguintes possibilidades:

- 1) A população de satélites irregulares de Júpiter e Saturno terem origem diferente da advogada por eles via encontros planetários, evidentemente válida para Urano e Netuno;
- 2) O modelo de Nice ter tido um evolução diferente da proposta por Tsiganis et al. (2005); Morbidelli et al. (2005) e Gomes et al. (2005), na qual Júpiter e Saturno sofreriam um número maior de encontros;

Como já mencionado na Introdução (Capítulo 1), este é o modelo mais bem aceito para a origem dos satélites irregulares dos planetas gigantes. No entanto, no ano em que este modelo foi proposto não se aplicava ao caso de Júpiter. Entretanto, o modelo de Nice foi reformulado (Morbidelli et al., 2009, 2010), e o novo cenário, designado *Jumping-Jupiter*, estabelece que Júpiter sofrera encontros com outros planetas. Neste novo cenário, um dos gigantes de gelo, Urano ou Netuno, sofre encontros com Saturno e é lançado para dentro do Sistema Solar. Subsequentemente passa a ter encontros com Júpiter, que o lança, desta vez, para uma órbita muito mais alta que a original, anterior ao encontro com Saturno. Morbidelli et al. (2010) argumentam que, com isso, o modelo de captura de satélites irregulares via encontro planetário de Nesvorný et al. (2007) explicaria a origem dos satélites irregulares de Júpiter, fechando o problema da origem dos satélites irregulares no Sistema Solar. Contudo, valem as seguintes ressalvas:

- Nesvorný et al. (2007) mostraram que a eficiência de seu modelo, é função do número de encontros registrados. Portanto, a alta eficiência de captura observada para os casos de Urano e Netuno se deve ao fato dos mesmos sofrerem inúmeros encontros mútuos em uma longa escala de tempo ( $\sim 5 \times 10^6$  anos, Tsiganis et al. (2005)). Em contrapartida, no modelo *Jumping Jupiter* as interações planetárias são mais bruscas, e a escala de tempo em que um gigante de gelo interage com Saturno e Júpiter é, ao menos, uma ordem de grandeza inferior ( $\sim 5 \times 10^5$  anos, Morbidelli et al. (2010)). Portanto, conjectura-se que:
  - A eficiência de captura de Júpiter seria baixa, devido ao baixo número de encontros em curta escala de tempo.
  - Analogamente, a eficiência de captura de Saturno não se tornaria maior.
  - A eficiência de captura dos gigantes de gelo poderia ser comprometida pois o terceiro planeta, Urano ou Netuno, seria ejetado à uma órbita mais próxima da observada atualmente, o que acarretaria um número menor interações com o quarto planeta, Netuno ou Urano, respectivamente.
- Outra possível inconsistência, talvez menos importante, é que a migração líquida de Júpiter é decadente, o que acarreta uma retração de seu raio de Hill resultando um “*Push Up*”. Assim, satélites capturados em órbitas mais altas poderiam eventualmente escapar.

### 2.2.3 “A menina dos olhos”, o modelo de captura de asteroides binários

Como já observado no final da Seção 2.2.2.3, embora Tsui (2002) seja o precursor da teoria de captura de asteroides binários, apenas em 2006, a teoria ganhou destaque, após a publicação do artigo de Agnor & Hamilton (2006). Agnor e Hamilton, simplificaram a teoria embasada no *Problema de 4 corpos* de Tsui (2002), para uma *teoria com 3 corpos* sem a presença do Sol. Particularmente, Agnor & Hamilton (2006) estudaram o caso de Netuno e Tritão, em que este último fora “removido” de seu par original. A teoria não foca a dissipação de energia, mas sim, a interação de troca. Analisando o cenário em um sistema de coordenadas fixo em Tritão, em que um objeto de tamanho comparável o orbita originalmente, o processo se dá como se Netuno fosse gravitacionalmente capturado pro Tritão em detrimento, via ejeção, do objeto que originalmente o orbitava. O conceito é denominado *reação de troca*, e a energia do sistema se conserva. Os trabalhos de Tsui (2002); Agnor & Hamilton (2006) têm teor demasiadamente teórico, no sentido de que suas condições iniciais são hipoteticamente sintetizadas de modo a simular um encontro, do binário com o planeta, afim de se aferir a viabilidade do mecanismo. Os resultados de Agnor & Hamilton (2006) sumarizam capturas em órbitas extremamente excêntricas, que demandam a assistência mecanismos auxiliares para reduzir e circularizar a órbita do Tritão capturado. Adicionando-se, a isso, o fato de que o Agnor e Hamilton não consideram os efeitos do Sol, a viabilidade do mecanismo é seriamente comprometida. Como já mencionado na Seção 2.2.2.2.1, órbitas retrógradas, com apocentro  $Q \gtrsim 0.69 R_H$  são instáveis (Hamilton & Krivov, 1997; Nesvorný et al., 2003; Yokoyama et al., 2008).

#### 2.2.3.1 Marcos na história do estudo do mecanismo de captura de asteroides binários

Note, na Figura(4), que enquanto o número de asteroides binários conhecidos mais que duplicara-se de  $\sim 15$ , em 2000 (Tsui, 2000), para  $\gtrsim 30$ , em 2002 (Tsui, 2002), Agnor & Hamilton (2006) lançaram sua teoria em uma época em que mais de 100 objetos da classe haviam sido descobertos, e conhecidos em todas populações de asteroides do Sistema Solar. O crescente número de descobertas desses objetos considerados raros no Sistema Solar até o final da década que antecedeu a proposição da teoria em questão, motivava, portanto, o estudo do promissor modelo:

- Vokrouhlický et al. (2008a) e Nogueira et al. (2011) inseriram mesma teoria, de 3 corpos, proposta por Agnor & Hamilton (2006) no cenário Nice de formação do sistema. A principal diferença desses novos estudos consiste em adotar como condição inicial do binário os encontros próximos ocorridos entre planetesimais e planetas nas simulações de evolução do modelo de Nice. Esses estudos agregaram maior respaldo ao estudo no que tange a questão das órbitas de encontro dos asteroides binários com os planetas serem mais próximas do que realmente deve ter ocorrido. Em contrapartida, o fato de se con-

tinuar negligenciando os efeitos do Sol na dinâmica, levou os autores a concluir que (i) o mecanismo tinha baixa eficiência de captura (Vokrouhlický et al., 2008b), ao mesmo tempo que (ii) os objetos capturados deveriam sofrer efeitos seculares, afim de terem suas órbitas baixadas e circularizadas, e, assim, alcançarem as órbitas observadas atualmente (Nogueira et al., 2011). Ambos os trabalhos, apontam o mecanismo de captura de asteroides binários como provável a origem de Tritão. No entanto, Vokrouhlický et al. (2008b) concluem que Tritão deve ter sido capturado logo após a formação de Netuno, enquanto o disco de planetesimais ainda era dinamicamente frio, ao passo que Nogueira et al. (2011) aponta uma rara possibilidade de Tritão haver sido capturado em qualquer instante em uma órbita extremamente baixa ( $a_{Trit} \lesssim 50R_{\Psi}$ ). Ainda no escopo do caso particular da origem de Tritão, cabe ressaltar o estudo analítico de captura de estrelas binárias ao redor de buracos negros de Kobayashi et al. (2012), que no entanto pôde ser “extrapolado” para análise do caso de Tritão.

- Após Tsui (2002), a primeira publicação de um trabalho sobre captura de asteroides binários considerando os efeitos do Sol foi a de Philpott et al. (2010). Assim como o trabalho descrito nesta tese, Philpott et al. (2010) também focaram-se no caso das capturas de asteroides binários por Júpiter. Eles concluíram que a troca de energia entre os asteroides binários era suficiente para que um dos componentes permanecesse capturado, mas, no entanto, as órbitas eram muito altas e excêntricas, demandando a assistência de um mecanismo auxiliar para redução e circularização dos objetos capturados. Assim, argumentaram que um disco de gás bastante tênue seria capaz cumprir tal feito. Em síntese, mesmo considerando o efeito do Sol, os resultados de Philpott et al. (2010) são similares aos de Vokrouhlický et al. (2008b).
- Um modelo mais complexo, proposto por Quillen et al. (2012), considera o cenário de dois planetas migrando devido a interações com um disco de planetesimais exterior. Eles mostram que tal captura é estatisticamente improvável para os planetas gigantes internos, isto é, os gasosos. O trabalho também discute uma possível aplicação do modelo em exoplanetas.
- Concluindo este capítulo, grande parte dos resultados obtidos durante os quatro anos de meu doutorado estão publicados em Gaspar et al. (2011) e Gaspar et al. (2013). Como discutido ao longo das páginas do Capítulo 4, um conjunto de condições iniciais bem propícias são a chave para se reproduzir órbitas semelhantes às dos satélites irregulares de Júpiter via captura de asteroides binários.

### 3 PLANETAS MENORES

Dentre os objetos que ocupam a segunda ordem na hierarquia do Sistema Solar, encontram-se os planetas, os planetas menores e os cometas. Os planetas menores constituem a classe de objetos mais numerosa no Sistema Solar. “*Planeta anão*”, são planetas menores que atendem aos dois primeiros critérios da resolução 5A UAI - União Astronômica Internacional:

Um “planeta” é um corpo celeste que:

- a) Orbita ao redor do Sol
- b) Tem massa suficiente para que sua auto-gravidade sobreponha forças de corpo rígido, tal que o mesmo assuma um equilíbrio hidrostático. Em suma, quase esférico.
- c) Tenha limpado toda a região ao redor de sua órbita.

Historicamente, o termo asteroide tem sido empregado de maneira bem abrangente, bem como na presente tese com o uso do termo asteroide-binário.

#### 3.1 ASTERÓIDES BINÁRIOS

O termo “asteroide binário” é comumente empregado para se referir à pares de planetas menores que orbitam seu baricentro comum. O termo se aplica à pares de objetos de tamanhos comparáveis, bem como a objetos que possuem um pequeno satélite. No primeiro caso, em que a razão massas é próxima da unidade, também empregam-se os termos asteroides duplos ou dubletos (Noll, 2006). Noll (2006), descreve que a busca por eventuais asteroides binários perdurou por 2 séculos até a descoberta de (243) Ida e Dactyl. Dois principais trabalhos resumem essa busca (Merline et al., 2002; Richardson & Walsh, 2006), que começou imediatamente após a descoberta de (1) Ceres em 1801, a primeira evidência de existência de asteroides binários. Observadores procuraram sem sucesso por asteroides binários até que em 1993, através da sonda Galileu, foi possível detectar um satélite de (243) Ida batizado de Dactyl (Benner & Carlson, 1994). A Figura(3a) mostra a imagem do primeiro as asteroide binário conhecido (243) Ida/Dactyl, obtida pela sonda Galileu. A Figura(3b) mostra uma concepção artística do asteroide dubleto (90) Antíope (www.eso.org, 2007). As imagens (a) e (b) da Figura(3) destacam a diferença entre um dubleto e um asteroide com um satélite. Atualmente, asteroides-binários conhecidos no Sistema Solar são encontrados nas três principais populações de corpos menores:

- 46 binários na população de objetos próximos à Terra;
- 18 binários entre os objetos cruzadores da órbita de Marte;



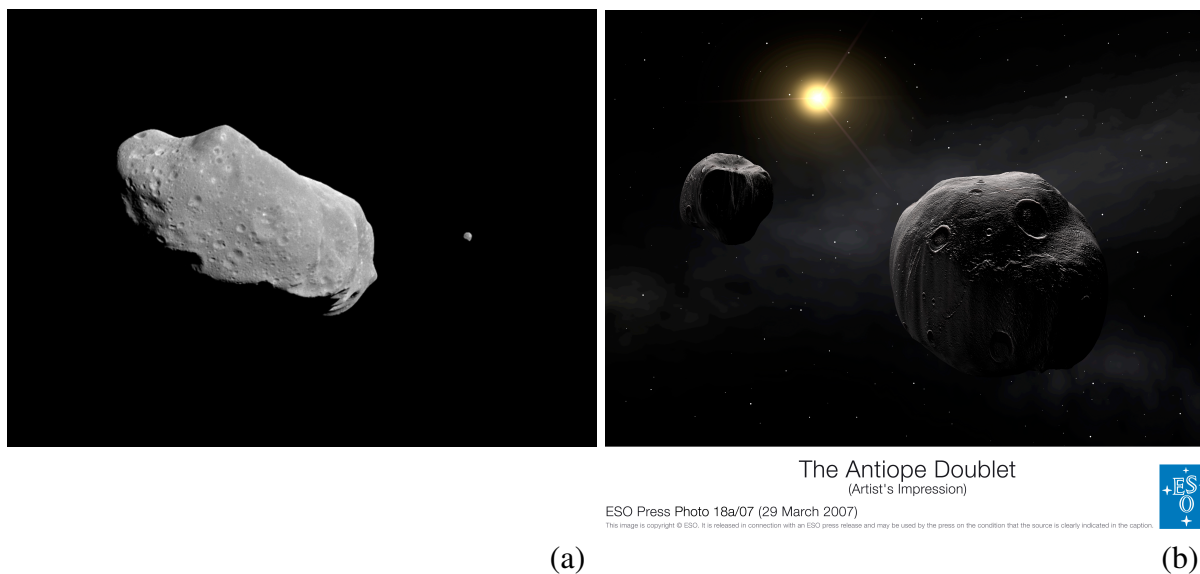


Figura 3: Em (a), (243) Ida e Dactyl, imagem de 1994 feita pela sonda Galileu do primeiro asteroide binário descoberto no Sistema Solar. FONTE: (NASA/JPL). Em (b), Concepção artística do asteroide dubleto (90) Antíope. Créditos: Copyright European Southern Observatory.

- 88 binários entre os objetos do Cinturão Principal;
- 4 binários entre os Troianos de Júpiter;
- 77 binários trans-netunianos;

A Figura (4) mostra a evolução do número de descobertas de asteroides binários ao longo dos anos.

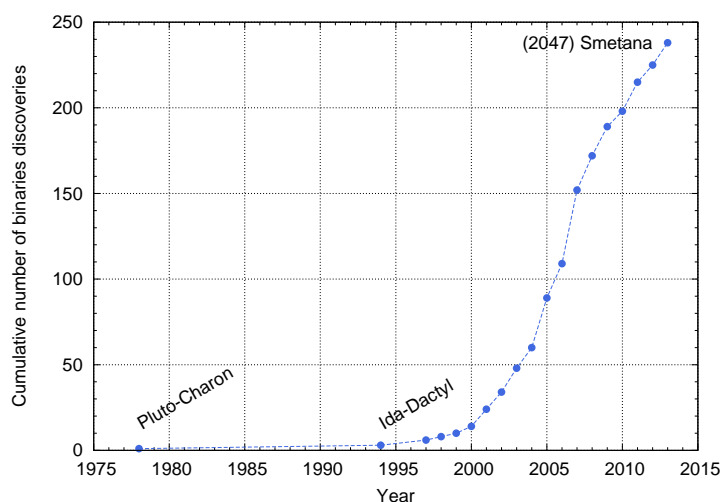


Figura 4: Histograma de asteroides-binários descobertos ao longo dos anos. (Fonte: Johnston 2013, <http://www.johnstonsarchive.net>; 26 de março de 2013.)

## 3.2 O CINTURÃO PRINCIPAL DE ASTEROIDES

O Cinturão Principal de asteroides consiste em uma população da referida classe de objetos localizada entre as órbitas de Marte ( $a_{\odot} = 1,52 \text{ UA}$ ) e Júpiter ( $a_{\text{J}} = 5.20 \text{ UA}$ ). O termo “Principal” no nome remete ao fato do cinturão constituir a primeira população de objetos classificados como asteroides. No início século XIX, Giuseppe Piazzi descobriu Ceres, o então “*quinto planeta*”, previsto pela Lei de Titius-Bode mas, até então, não observado. Após a descoberta de Palas, por Heinrich Olbers, orbitando na mesma “posição” que Ceres, a Lei de Titius-Bode é posta em cheque, dado que dois planetas não poderiam orbitar a mesma “posição”. Para acomodar os dois objetos à teoria, conjecturou-se que Ceres e Palas tratavam-se de fragmentos de um planeta maior. Contudo, ao dedicar seu estudo à natureza dos dois objetos, Willian Herschell propõe defini-los como uma nova classe de objetos, chamada **asteroides**. Surgia, portanto, o que futuramente se tornaria o *Cinturão Principal de Asteroides*.

### 3.2.1 Os Hildas e a ressonância 3:2

Dentre algumas peculiaridades do Cinturão Principal, destaca-se com maior relevância para construção da presente tese a *família Hilda*. A Figura(5) apresenta a distribuição orbital dos Hildas no espaço  $a \times e \times I$ .

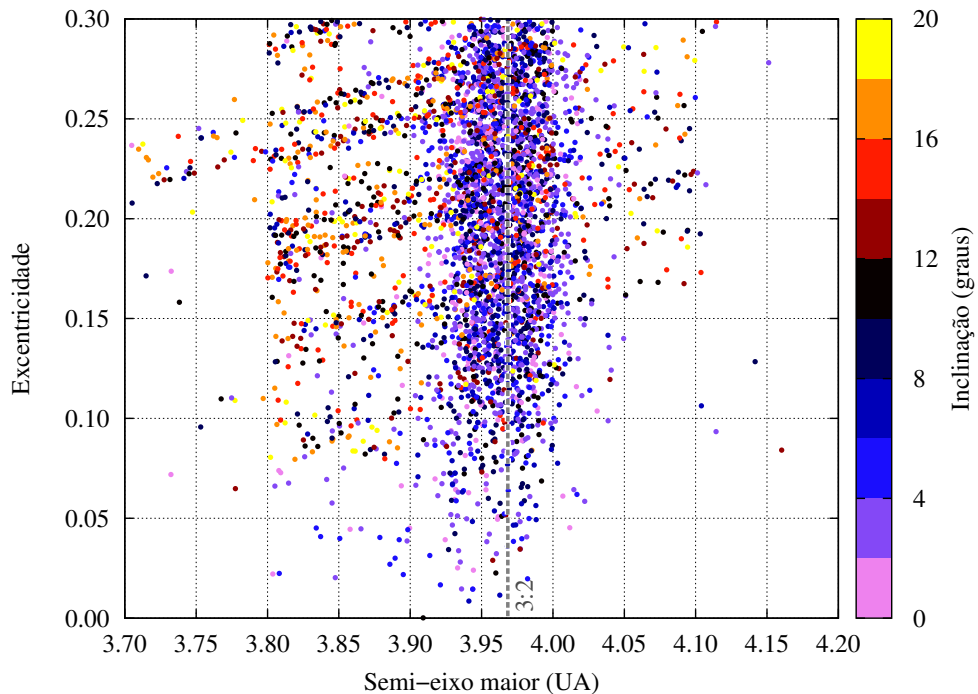


Figura 5: Distribuição orbital da família dos Hildas do Cinturão Principal. A linha cinza tracejada denota a localização da ressonância de movimento médio de comensurabilidade 3:2.

Localizada na borda exterior do Cinturão Principal, a família dos Hilda consiste de um grupo dinâmico de asteroides em ressonância de movimento médio de comensurabilidade 3:2

com Júpiter, isto é, os asteroides da família completam 3 períodos orbitais dentro de um intervalo de tempo de cerca de 2 períodos orbitais de Júpiter. A comensurabilidade 3:2, é matematicamente descrita em termos dos períodos orbitais como:

$$3 T_H = 2 T_{\gamma_+}, \quad (4)$$

em que  $T_H$  e  $T_{\gamma_+}$  são os períodos orbitais dos Hildas e Júpiter, respectivamente. Da *Lei de Kepler*, temos que:

$$n_{\gamma_+}^2 a_{\gamma_+}^3 = \frac{4 \pi^2}{T_{\gamma_+}^2} a_{\gamma_+}^3 = \mathcal{G} (M_{\odot} + M_{\gamma_+}) \approx \mathcal{G} (M_{\odot} + M_H) = n_H^2 a_H^3 = \frac{4 \pi^2}{T_H^2} a_H^3 \quad (5)$$

$$n_{\gamma_+}^2 a_{\gamma_+}^3 = \frac{4 \pi^2}{T_{\gamma_+}^2} a_{\gamma_+}^3 \approx \frac{4 \pi^2}{T_H^2} a_H^3 = n_H^2 a_H^3, \quad (6)$$

em que  $\mathcal{G}$  é a constante de gravitação universal,  $M_{\odot}$ ,  $M_{\gamma_+}$ ,  $M_H$ , são as massas do Sol, de Júpiter e do asteroide, respectivamente, e  $n_{\gamma_+}$  e  $n_H$  são respectivamente os movimentos médios de Júpiter, e do asteroide. A Equação (6), se resume a:

$$a_H \approx \left( \frac{T_H}{T_{\gamma_+}} \right)^{2/3} a_{\gamma_+} = \left( \frac{n_{\gamma_+}}{n_H} \right)^{2/3} a_{\gamma_+}. \quad (7)$$

Por fim, usando a relação (4), chega-se a:

$$a_H \approx \left( \frac{2}{3} \right)^{2/3} 5,2 \text{ UA} = 3,97 \text{ UA} \quad (8)$$

Portanto, nota-se que os Hildas concentram-se em torno do semi-eixo maior ressonante, como salientado pela linha tracejada na Figura(5). A existência dos Hildas se deve, de fato, à ressonância existente na região onde se encontram, pois encontram-se em fase estável.

### 3.2.1.1 Digressão: A ressonância 3:2

Ressonâncias são fenômenos comumente observados em sistemas dinâmicos de natureza periódica, e podem ser estáveis ou instáveis dependendo das diferenças de fase. Em dinâmica orbital, observam-se vários tipos de ressonâncias, como por exemplo a ressonância de movimento médio, largamente observada no Sistema Solar. Na Capítulo 1, mencionou-se que Júpiter e Saturno experimentaram interstício de ressonância de movimento médio de comensurabilidade 2:1 durante a era de migração dos planetas recém-formados. Este, portanto, é um exemplo no qual a ressonância 2:1 assume um papel de suma importância na evolução do Sistema Solar. Para construção da presente tese, a ressonância 3:2 assume tal papel. Nesta seção, analisaremos em detalhes as ressonâncias 3:2 estável e instável.

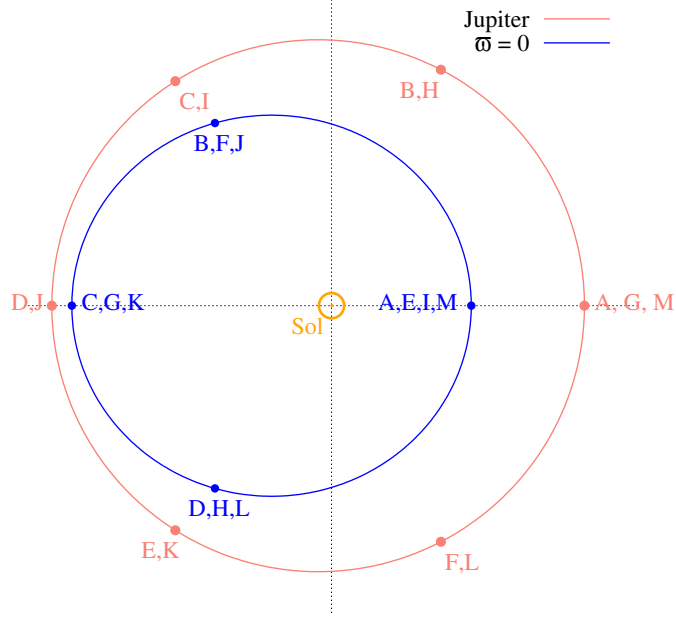


Figura 6: Exemplo de órbita heliocêntrica em ressonância de movimento médio de comensurabilidade 3:2. A órbita em azul tem  $(a, e) = (3, 9, 0, 3)$ , e Júpiter  $(a, e) = (5, 2, 0, 05)$ . Ambos os corpos “partem” dos respectivos pericentros de suas órbitas ( $f^{(0)} = f_{\gamma_+}^{(0)} = 0^\circ$ ). Pericentros alinhados ( $\varpi = \varpi_{\gamma_+}$ ). As letras indicam a posição dos corpos na órbita de acordo com a evolução temporal.

O efeito causado pela ressonância de movimento médio, se deve ao fato dos objetos ressonantes visitarem determinadas configurações periodicamente, resultando em um efeito cumulativo. Se tais configurações forem favoráveis à estabilidade do sistema, o efeito cumulativo perpetuará a estabilidade do sistema. No exemplo da Figura(6), Júpiter e um asteroide em ressonância 3:2, encontram-se no pericentro de suas respectivas órbitas, os quais encontram-se alinhado (configuração **A**). O sistema evolui durante um intervalo de tempo correspondente à  $\frac{1}{4}$  do menor período até alcançar a configuração **B**, e em seguida por mais um intervalo de tempo de  $\frac{1}{4}$  do menor período até alcançar a configuração **C**, e assim por diante até completar o ciclo de três períodos orbitais menores até alcançarem a configuração **M**, por obséquio igual à **A**, ponto em que o ciclo volta a se repetir.

A projeção orbital da Figura(6) não é a mais apropriada para se inferir determinadas configurações, como conjunções e elongações, por exemplo. Entretanto, proporciona uma interpretação da evolução orbital mais intuitiva. Verifica-se, durante o referido ciclo de 3 períodos orbitais menores, que ocorrem 4 conjunções:

- 1<sup>a</sup> Quando o sistema se encontra na configuração **A=M**, durante o instante de passagem pelo pericentro. Também é a configuração de máxima aproximação orbital. Contudo, é o estado de maior velocidade orbital de ambos os objetos, de modo que o tempo de interação é o mais breve possível;
- 2<sup>a</sup> Quando o sistema evolui de **E** para **F**. Neste caso o corpo interno se afasta do pericentro

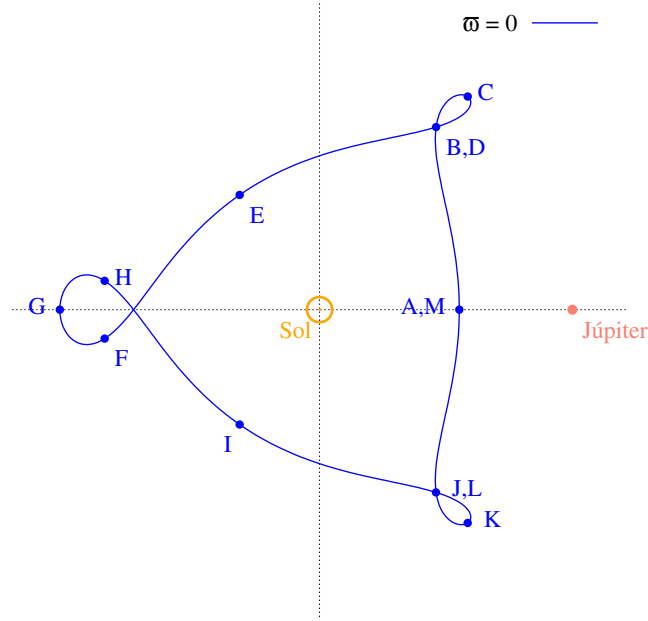


Figura 7: Mesma órbita da Figura (6), porém projetada no sistema de coordenadas sinódico fixo em Júpiter.

de sua órbita enquanto Júpiter se aproxima do pericentro de sua. Resultando um interação de curta duração, dado que ambos estão bem próximos do pericentro;

3<sup>a</sup> Quando o sistema se encontra na configuração **G**. Neste caso, o corpo interno se encontra no apocentro de sua órbita, estado de menor velocidade orbital. No entanto, o corpo interno encontra-se na configuração de maior distância tanto do Sol como de Júpiter, que por sua vez encontra-se no estado de maior velocidade orbital. Ainda que a “pior” configuração possível em termos de perturbação, esta não constitui um estado de considerável desestabilização do sistema;

4<sup>a</sup> Quando o sistema evolui de **H** para **I**. Simetricamente à primeira conjunção, o corpo interno se aproxima do pericentro de sua órbita enquanto Júpiter se afasta do pericentro da sua. Resultando, analogamente, uma interação de curta duração.

A projeção orbital da Figura (7), é mais apropriada para se inferir as propriedades listadas acima, mas no entanto proporciona algumas dificuldades de interpretação da evolução orbital. Contudo, comparando-se as figuras 6 e 7, nota-se que:

- O ciclo de 3 períodos orbitais assume a forma aproximada de um triângulo isósceles, com “lados”  $\overline{CG}$  e  $\overline{GK}$  iguais.
- Os vértices do “triângulo” correspondem às passagens pelo apocentro da órbita;
- Os pontos médios das arestas do “triângulo” correspondem às passagens pelo pericentro da órbita;

- Dado que os pontos demarcados na órbita são tautócronos, a distribuição temporal ao longo do ciclo é altamente concentrada nos vértices do “triângulo”. Cerca de 2 períodos orbitais nos vértices, e 1 período orbital transitando ao longo das arestas.

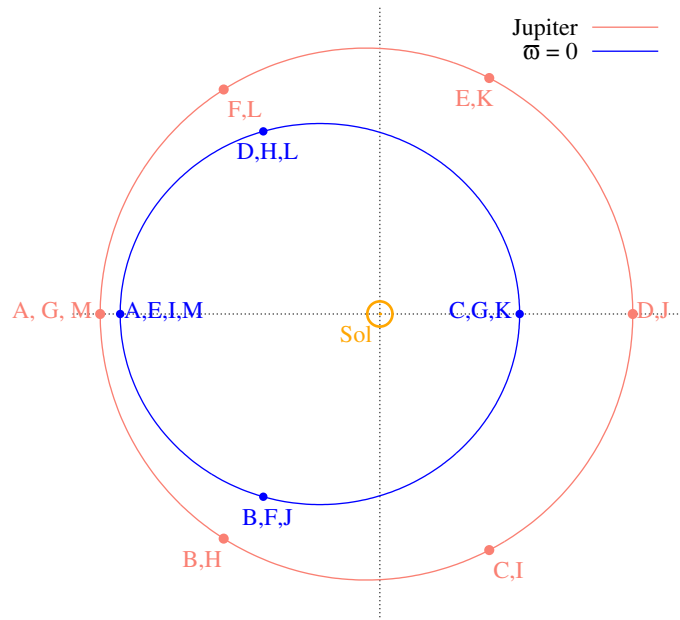


Figura 8: Análogo à Figura(6), porém ambos os corpos partem dos respectivos apocentros de suas órbitas ( $f^{(0)} = f_{\gamma}^{(0)} = 180^\circ$ ). Pericentros alinhados ( $\varpi = \varpi_{\gamma}$ ).

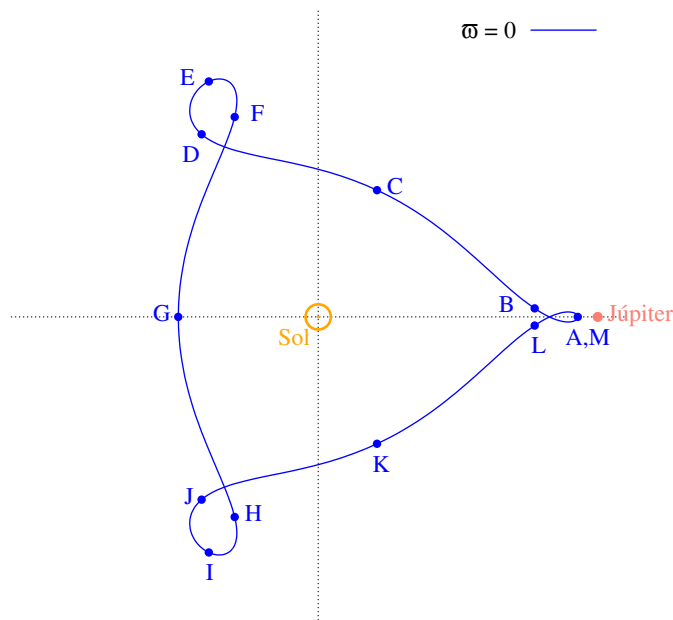


Figura 9: Mesma órbita da Figura(8), porém projetada no sistema de coordenadas sinódico fixo em Júpiter.

Opostamente ao que se observa para o caso de ressonância estável das figuras 6 e 7, a ressonância instável do exemplo apresentado nas figuras 8 e 9 revela que as 4 conjunções ocorridas durante o ciclo de 3 períodos orbitais menores desfavorecem à estabilidade orbital:

- Nota-se que as três conjunções ocorrem, na prática, de forma ininterrupta:

A conjunção que ocorre na configuração **A=M** do sistema, é precedida pela inacabada conjunção ocorrida durante a evolução do sistema da configuração **L** para a **M**. De maneira análoga, ocorre, na sequência, a conjunção durante a evolução da configuração **A** para a configuração **B**. Essa “tripla conjunção contínua”, ocorre exatamente durante a passagem de ambos os objetos pelos seus respectivos apocentros, caracterizando uma condição extremamente desfavorável à estabilidade do sistema.

- A quarta conjunção, que ocorre na configuração **G** do sistema, não consiste em uma configuração instável. Na configuração **G**, o corpo interno está passando pelo pericentro, onde se caracteriza seu estado de maior velocidade orbital.

Portanto, o exemplo apresentado nas figuras 8 e 9, consistem em uma ressonância instável. O efeito da ressonância acarretará, portanto, o colapso da órbita. Note que, ambos os exemplos, das figuras 6 e 8, tratam-se da mesma órbita diferindo apenas em fase. Evidentemente, existem infinitas possibilidades de diferenças de fase, e os exemplos adotados retratam os dois casos extremos: estável e instável.

Como já mencionado no início da seção, a família Hilda encontra-se em ressonância 3:2 com Júpiter. A Figura(10) apresenta a distribuição dos Hildas no sistema de coordenadas sinódico fixo em Júpiter.

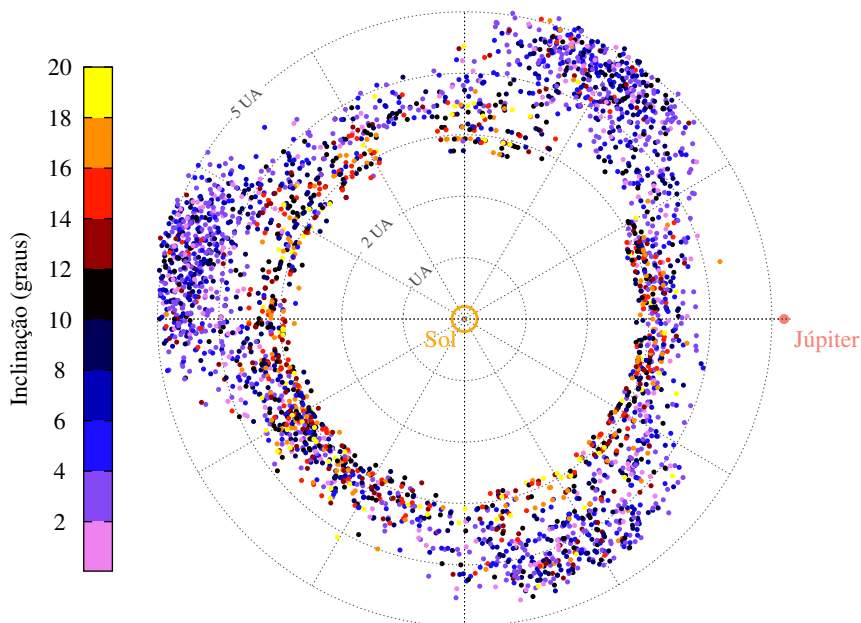


Figura 10: Instantâneo da configuração dos Hildas no sistema de coordenadas sinódico fixo em Júpiter.

Note a semelhança entre distribuição dos Hildas na Figura(10) e a órbita “triangular” do exemplo da Figura(7). Ressaltando que o exemplo da Figura(7) corresponde à um caso extremo da família Hilda ( $e = 0,3$ ), toda a argumentação realizada acerca da mesma aplica-se aos objetos da família Hilda:

- No sistema de coordenadas heliocêntrico sinódico fixo em Júpiter, os Hildas distribuem-se em uma região triangular.
- Permanecem na região dos vértices por cerca de 2 períodos orbitais  $\sim 16$  anos, e cerca de 1 período orbital  $\sim 8$  anos transitando pelas arestas do triângulo.
- Do item anterior, percebe-se que a qualquer instante em que se observa a configuração instantânea dos Hildas, a população concentrada nos vértices do triângulo é aproximadamente o dobro da população distribuída ao longo das arestas.
- Devido à fase de seus objetos relativa à Júpiter, os Hildas estão protegidos pela ressonância 3:2.



## 4 ESTUDO DE CAPTURA DE ASTEROIDES BINÁRIOS

Ao longo do curso de doutorado, o principal estudo desenvolvido foi sobre o mecanismo de captura de asteroides binários. Como já visto na Seção 2.2.3, vários artigos relacionados a este assunto foram publicados ao longo da última década, dentre os quais constam dois artigos de nossa autoria (Gaspar et al., 2011; Gaspar et al., 2013). Neste capítulo, serão abordados com detalhes todo estudo realizado.

### 4.1 O INÍCIO: CASO COPLANAR

Como “*manda*” o método ortodoxo, o estudo foi iniciado considerando-se o caso mais simples, mas, evidentemente, um passo a frente dos estudos já existentes (Tsui, 2002; Agnor & Hamilton, 2006). A proposta inicial, portanto, restringia-se ao estudo do mecanismo de captura de asteroides binários sob o cenário do *PC4C* - Problema Circular de Quatro Corpos - com Sol, Júpiter e um asteroide binário, coplanares. Ainda que restrito ao caso coplanar, o fato de incluir o Sol ao estudo, acarreta o desafio de se encontrar condições iniciais que resultem em encontros do asteroide binário, inicialmente em órbita heliocêntrica, com Júpiter. Note que, no problema de três corpos, considerando-se apenas um planeta e o par de asteroides, o campo gravitacional no baricentro do asteroide binário é um campo central, de modo que, para este, a condição inicial é facilmente obtida através do parâmetro de impacto (Goldstein, 1980). Portanto, para obter as condições iniciais, tiramos vantagem do conhecimento adquirido através do **Estudo de Tempo de Captura** (Vieira Neto & Winter, 2001). A próxima seção 4.1.1, contém a abordagem detalhada da Estudo de Tempo de Caputra.

Neste ponto do texto cabe a breve digressão: Desde o início de nossos estudos, às condições iniciais que integradas numericamente resultam em encontro próximo do asteroide binário com Júpiter, designamos o termo *Condições Iniciais Propícias*. Foram assim designadas, por serem propícias à gerar o encontro esperado do asteroide binário com Júpiter. Com efeito, as *Condições Iniciais Propícias* revelaram-se como peça chave no estudo do mecanismo. Essencialmente, constituem o fator que distingue nosso trabalho dos demais já citados, e, como veremos mais adiante, é um ponto crucial desta tese.

#### 4.1.1 Estudo de Tempo de Captura

Como já discutido na Seção 2.2.1, no *PR3C* as capturas gravitacionais são temporárias. O estudo de *Tempo de Captura* (Vieira Neto & Winter, 2001) consiste em mapear a estabilidade das órbitas planetocêntricas em função do tempo de colapso orbital. Para tanto, defini-se uma grade de condições iniciais planetocêntricas  $a \times e$  de partículas teste. As partículas são

numericamente integradas com passo de tempo negativo, e as condições iniciais da mesma são rotuladas de acordo com o destino da partícula. Para partículas que permanecem em órbita ao redor do planeta durante todo o tempo de integração, as respectivas condições iniciais são classificadas como estáveis na escala de tempo considerada. Partículas que evoluem para um órbita planetocêntrica aberta, são, portanto, mapeadas de acordo com o tempo de escape desde o início da integração. Também mapeiam-se partículas que colidem com o planeta, cujas respectivas condições iniciais são mapeadas como órbitas de colisão. Dada a reversibilidade das equações do movimento, as órbitas de escape na integração temporal reversa são órbitas de captura temporária ao se considerar o problema no sentido temporal direto, e o tempo de escape corresponde à um **tempo mínimo de captura** temporária.

Para obter condições iniciais propícias à ocorrência de captura de asteroides binários, lançamos mão do estudo de Tempo de Captura descrito. No estudo do caso coplanar, mapeamos o espaço de condições iniciais Jovianas  $0 R_H \leq a \leq 1,0 R_H$  e  $0 \leq e \leq 1.0$ , com resolução  $\Delta a = 0.005 R_H$  e  $\Delta e = 0.005$ , em que  $R_H$  representa o raio de Hill de Júpiter, como definido pela Equação (3). As partículas foram configuradas com inclinação orbital nula, com ângulos de fase idem, isto é,  $I = \varpi = \omega = f = 0^\circ$ . Estas condições iniciais serão doravante denominadas *Condições Iniciais Primárias*. A Figura (11) apresenta o mapa de tempos de captura e a distribuição das condições primárias adotadas. Na Figura (11b), são distintas as condições iniciais primárias com tempos de captura superiores e inferiores a  $10^3$  anos, e são respectivamente denominadas condições iniciais de *Tempo-Longo* e *Tempo-curto*.

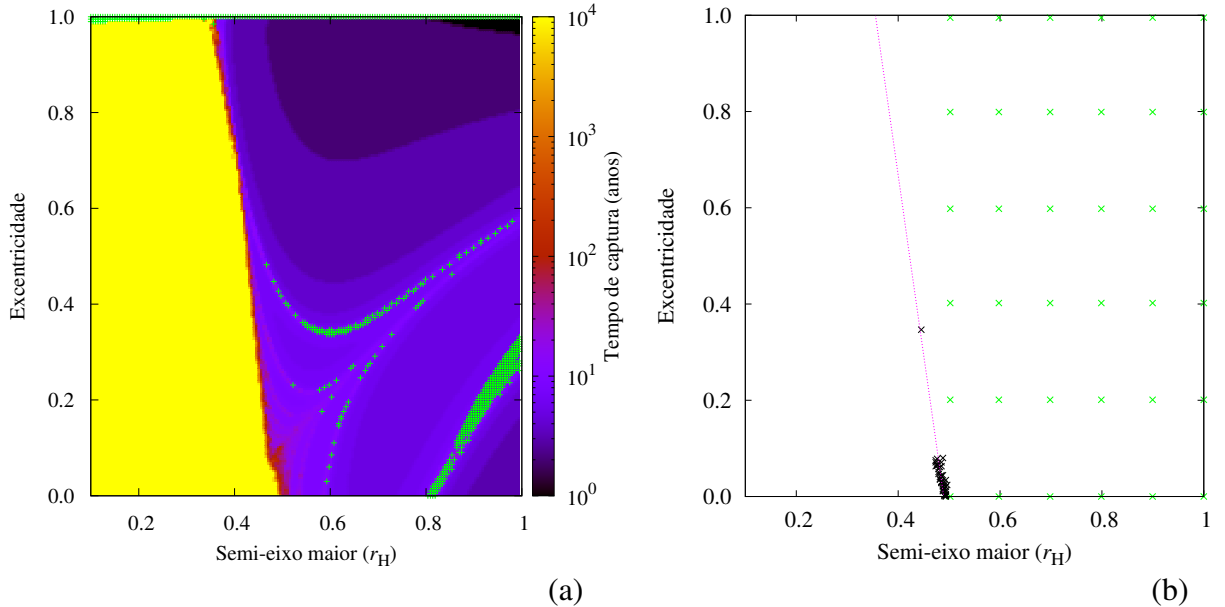


Figura 11: Em (a), mapeamento da estabilidade orbital em função do tempo de captura dado pela escala de cor. Cruzes verdes representam órbitas de colisão. Em (b), condições iniciais primárias adotadas no estudo de captura de asteroides binários. Cruzes verdes e pretas indicam condições iniciais primárias com tempo de captura inferior e superior a  $10^3$  anos, respectivamente. Figura 2 do artigo Gaspar et al. (2011).

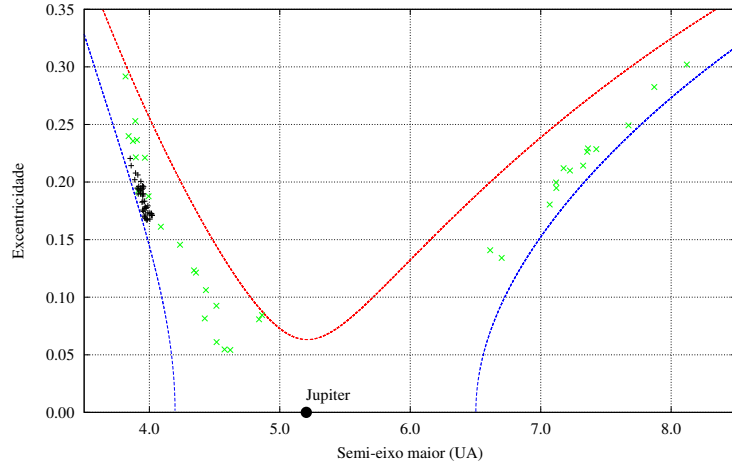


Figura 12: Distribuição das Condições iniciais propícias no espaço  $a \times e$  heliocêntrico. Cores verde e preta indicam casos de condições provenientes de condições primárias de tempo de captura inferiores e superiores à  $10^3$  anos, respectivamente.

Como já mencionado, o tempo de escape da partícula teste observado na integração reversa, corresponde ao tempo de captura quando a mesma trajetória é considerada no sentido temporal direto. Pois bem, como *Condição Inicial Propícia*, adotamos o estado do sistema posterior ao escape da partícula na integração reversa, afinal, tal estado deverá evoluir para uma captura quando integrado no sentido temporal direto. O instante de tempo, posterior ao escape, do estado adotado como condição inicial propícia é inferior à 1 ano. A distribuição das órbitas heliocêntricas correspondentes estão apresentadas na Figura(12). Note que as condições iniciais de *Tempo-Longo* são órbitas interiores à órbita de Júpiter. À este fato, atribui-se a interpretação das órbitas de longo tempo de captura possuírem um valor de energia de Jacobi comparável à energia de Jacobi do ponto de Equilíbrio lagrangiano  $L_1$ . Isso acarreta uma única e estreita abertura localizada exatamente sobre o mesmo, caracterizando i) uma pequena janela de escape/captura unicamente para a região interior, e ii) de longo tempo dada a restrita configuração  $\vec{r} \times \vec{v}$  que possibilita tal passagem.

À cada condição inicial propícia apresentada na Figura(12), um série de 2 400 asteroides binários foi gerada incluindo-se um segundo asteroide secundário em órbita da partícula teste, agora promovida à asteroide primário. As massas adotadas para os asteroides primário  $m_1$  e secundário  $m_2$  foram  $10^{20}$  kg e  $10^{19}$  kg, respectivamente. As órbitas do asteroide secundário ao redor do primário foram distribuídas em distância radial e fase obedecendo a seguinte grade:  $0,005 r_H \leq a_B \leq 1,0 r_H$ ,  $0^\circ \leq f_B \leq 330^\circ$ , com resolução  $\Delta a_B = 0,005 r_H$  e  $\Delta f_B = 30^\circ$ , inicialmente circular  $e_B = 0$ , e inclinação e ângulos de fases nulos, isto é,  $I_B = \varpi_B = \omega_B = 0^\circ$ . Note que o sub-índice “B”, remete à Binário, e denotará doravante os elementos do asteroide secundário com relação ao primário. Além disso,  $r_H$ , é o raio de Hill do asteroide primário no instante de configuração do binário, e está denotado com “r” minúsculo para ser diferenciado do raio de Hill de Júpiter escrito com “R” maiúsculo.

### 4.1.2 Simulações Numéricas de captura

Bem como nas simulações numéricas do estudo de tempo de captura, utilizamos um integrador numérico de espaçamento *Gauss-Radau* (Everhart, 1985). Para o estudo de captura de asteroides binários, foram realizadas simulações numéricas de  $10^4$  anos das condições iniciais descritas na seção anterior. Foi implementado, junto ao integrador, um algoritmo de análise de trajetórias de captura baseado na análise de energia do problema de 2-corpos. A energia de 2-corpos, é um parâmetro que define se uma órbita é fechada ou aberta.

- Inicialmente, o asteroide binário deve estar mutuamente ligado, e em órbita heliocêntrica, mas em órbita aberta com relação à Júpiter.
- A integração é iniciada, e o algoritmo infere a cada passo de integração se:
  - O binário se mantém mutuamente ligado. Caso contrário, uma ruptura prematura é constatada a integração é interrompida.
  - O binário torna-se capturado, temporariamente, por Júpiter. O instante de tempo em que tal captura é identificada é rotulado como  $T_1$ , e o tempo de captura passa a ser computado. Observe os triângulos azuis nos painéis (a) e (b) da Figura(13).
- Após o instante  $T_1$ , o algoritmo passa a verificar se:
  - O binário escapa da captura temporária. Neste caso, identifica-se um escape prematuro, e a integração é interrompida.
  - O binário se rompe. O instante de tempo em que se constata a ruptura é rotulado como  $T_2$ . Observe os quadrados verdes nos três painéis da Figura(13).
- Após o instante  $T_2$ , o algoritmo analisa cada asteroide individualmente, e verifica se, um dos asteroides escapa enquanto o outro permanece capturado. Neste caso o instante é rotulado  $T_3$ . Identificado na Figura(13) por triângulos roxos, com um vértice para baixo.
- Após o instante  $T_3$ , o algoritmo infere se a energia de Jacobi do asteroide remanescente permanece superior à energia de Jacobi do ponto Lagrangiano  $L_1$ . Isso corresponde à uma curva de velocidade zero fechada ao redor do planeta, ou, em outras palavras, uma barreira de potencial que impede o escape da partícula, de modo que:
  - Se tal estado for verificado por um intervalo de tempo de 100 anos, defini-se que o objeto está permanentemente capturado.
  - Se por alternar para um valor inferior ao mencionado, a simulação é interrompida e computada como um escape sucessivo. No entanto, tal ocorrência é um resultado inesperado dado que após a ruptura do asteroide binário, a interação mútua entre os asteroides é negligenciável, especialmente após o instante  $T_3$ , em que um dos

asteroides deixa de orbitar as vizinhanças de Júpiter. A Figura(13c) destaca as constantes de Jacobi, após a ruptura.

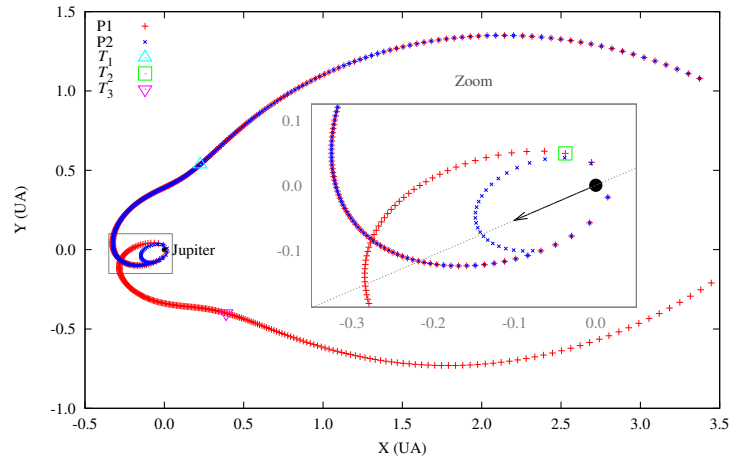
A Figura(13), portanto, apresenta um exemplo clássico de trajetória de captura de asteroide binário. O foco do estudo publicado no artigo (Gaspar et al., 2011), foi voltado à análise das configurações do sistema correlacionadas com a captura permanente de um dos componentes do asteroide binário. Em outras palavras, buscou-se identificar as configurações favoráveis à captura. Os resultados revelaram diversas evidências de características do mecanismo favoráveis à captura. Entretanto, neste texto, reservaremos-nos a apresentação dos resultados mais relevantes à construção da presente tese, como consta na seção que segue.

#### 4.1.3 Resultados relevantes do estudo do caso coplanar

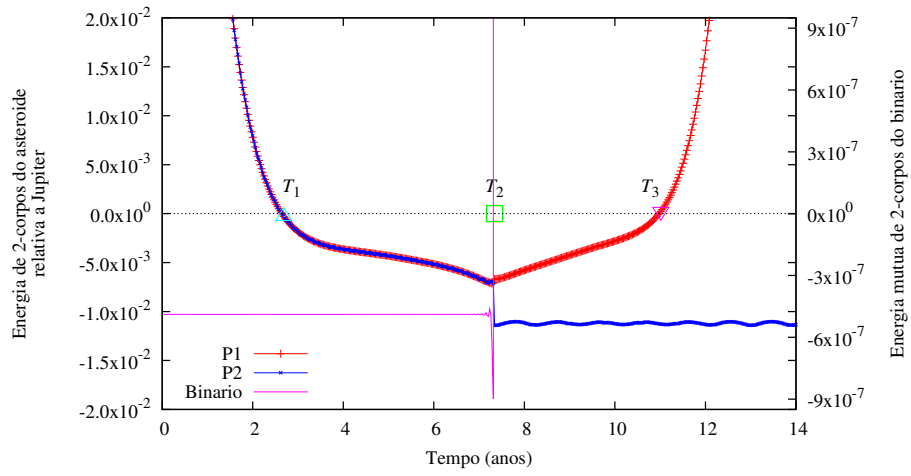
O primeiro resultado relevante, e quiçá mais importante, para a construção da presente tese é a identificação das *Condições Iniciais Propícias*. O essencial a se saber sobre tais, foi abordado na Seção 4.1.1. Adicionalmente, os resultados das simulações de captura de asteroides binários, revelaram as condições iniciais propícias de *Tempo-Longo* como realmente favoráveis à ocorrência de capturas permanentes. Para estas, observou-se uma eficiência de captura de  $\sim 11\%$ . Inversamente, as condições iniciais propícias de *Tempo-Curto* destacaram-se pela baixíssima estatística de capturas permanentes  $\sim 0,5\%$ , revelando-se, portanto, altamente desfavoráveis à ocorrência de tais.

Outro resultado de relevância à presente discussão, é a discrepância das probabilidades de capturas do asteroide secundário em comparação ao primário. Para os casos de *Tempo-Longo*, apreciou-se uma probabilidade de captura permanente de  $\gtrsim 10,5\%$  do asteroide secundário contra  $\sim 0,5\%$  do asteroide primário. Visto que a captura permanente deve ocorrer devido às trocas mútuas de energia entre os asteroides, compreende-se que o corpo de menor inércia sofra maiores perdas de energia, acarretando sua maior probabilidade de captura permanente. Note na Figuras (13b) e (13c), que a dissociação do par, acarreta uma partição de energia de aproximadamente 1 pra 10. Essa partição se deve ao fato da massa do asteroide secundário ser exatamente  $1/10$  da massa do asteroide primário.

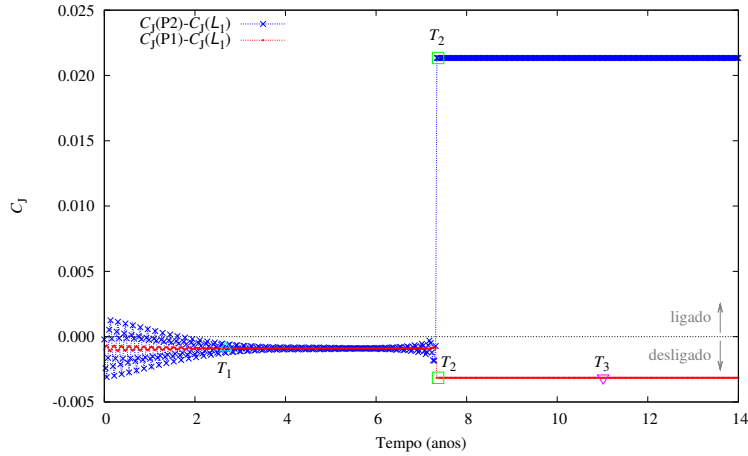
Um terceiro resultado de destaque, consiste em uma característica intrínseca do asteroide binário. Notou-se que a separação inicial do asteroide binário, é fator determinante ao favorecimento de captura. Na Figura(14), nota-se que a fração de binários dissociados cresce rapidamente em função do aumento da separação inicial do binário, tendendo à  $100\%$ . Este perfil é intuitivamente esperado, visto que a energia de ligação do binário é menor quanto maior for sua separação, e, portanto, a dissociação deste ocorre mais facilmente quanto maior for sua separação. O percentual de capturas permanentes, inicialmente cresce proporcionalmente à fração de rupturas, o que é esperado uma vez que a captura permanente só ocorre devido à dissociação do binário, como evidencia a Figura(13c). Contudo, para  $a_B \gtrsim 0.1 r_H$ , o percentual de capturas



(a)



(b)



(c)

Figura 13: Exemplo de uma trajetória de captura. Em (a), exemplo de trajetória planetocêntrica de captura de um asteroide binário. Sinais vermelhos e azuis identificam as órbitas do asteroide principal e secundário, respectivamente. Na janela ampliada, a flecha preta aponta a direção do Sol no instante  $T_2$ , em que os asteroides se localizavam no “quadrado verde”. O painel (b) mostra a evolução das energias de 2-corpos mútua, representa pela curva lilás, e de ambos os asteroides com relação à Júpiter em vermelho e azul, de modo análogo ao painel (a). Analogamente, o painel (c) apresenta a evolução das energias de Jacobi. Figura 5 do artigo Gaspar et al. (2011).

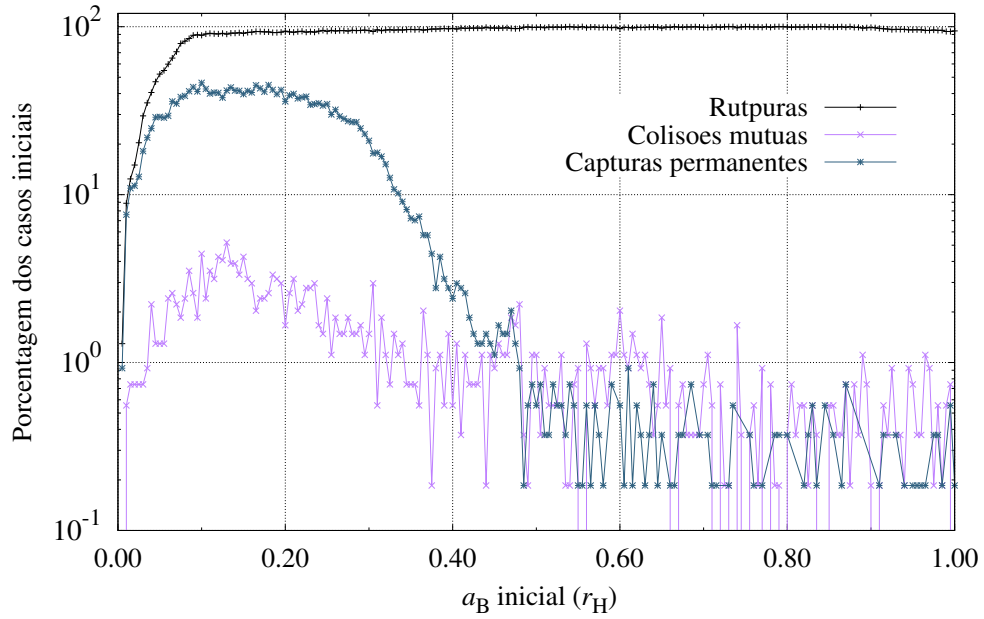


Figura 14: Histograma de resultados das integrações numéricas de capturas de asteroides binários, em função da separação inicial do mesmo. A curva azul, representa o percentual de casos que resultaram em captura permanente de um dos componentes do asteroide binário. Analogamente, as curvas preta e violeta representam as frações percentuais de casos em que constatou-se ruptura do asteroide binário e colisões mútuas do mesmo, respectivamente. A escala de separação é dada em função do raio de Hill do asteroide primário no início da integração. Figura 4 do artigo Gaspar et al. (2011).

atinge o seu máximo e passa a decrescer em função do aumento da separação inicial. A interpretação atribuída a este comportamento, consiste no fato da energia inicial permutável, por sua vez proporcional ao potencial de ligação do binário, ser inversamente proporcional à separação inicial do binário. Portanto, o aumento da separação inicial do binário acarreta a diminuição de energia mútua permutável, e consequente decaimento da probabilidade de captura permanente.

A Figura(15) apresenta a distribuição final no espaço  $a \times e$ , de elementos osculadores. Todos objetos no gráfico são estáveis no cenário do *PR3C* dado que têm energia de Jacobi maior que a energia de Jacobi do ponto lagrangiano  $L_1$ . Contudo, ao se considerar os efeitos de um cenário mais realista, a maioria dos objetos será removida, isto é, todos com  $a \gtrsim 0,36 R_H$ . Não obstante, o grande resultado é elucidado pela fração de  $\sim 0,8\%$  destacados dentro da caixa cinza, pois são objetos de formas orbitas comparáveis aos satélites irregulares prógrados reais. Note, entretanto, que tratam-se de objetos coplanares, ao passo que os objetos reais apresentam inclinações de até  $\sim 43^\circ$ .

#### 4.1.4 Conclusões

Os três resultados destacados na seção anterior (4.1.3), recaem sobre uma única questão chave, a *Troca de Energia*:

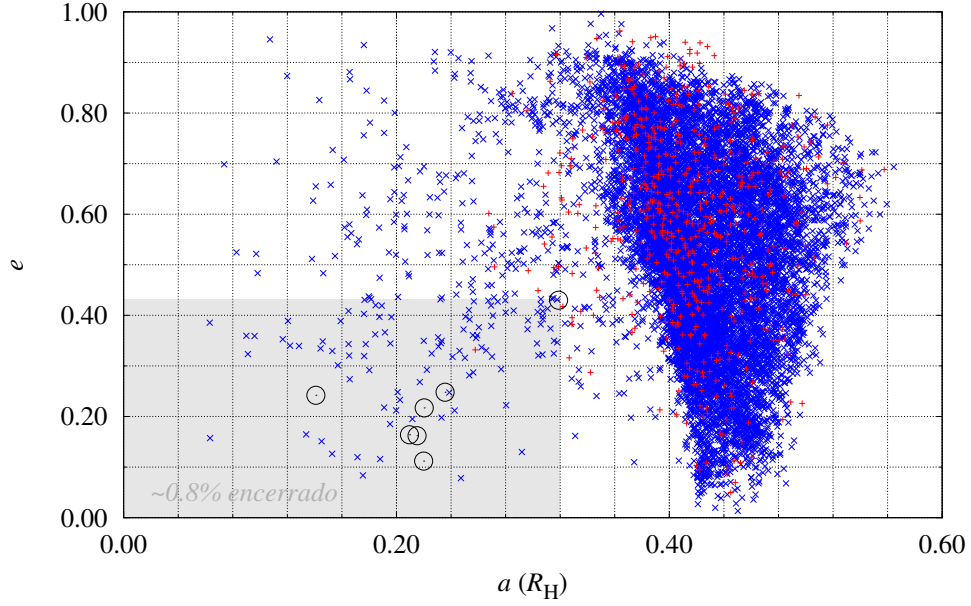


Figura 15: Distribuição final  $a \times e$  dos objetos permanentemente capturados. As cores azul e vermelha distinguem casos de captura dos asteroides secundário e primário, respectivamente. Os círculos pretos representam os satélites irregulares prógrados Júpiter. Figura (9 a) do artigo Gaspar et al. (2011).

1. Como discutido na Seção 4.1.1, as condições iniciais propícias de *Tempo-longo*, estão associadas à curvas de velocidade zero com pequena abertura sobre o ponto de equilíbrio lagrangiano  $L_1$ . Pois bem, isso equivale afirmar que a troca de energia necessária para tornar a captura permanente é proporcional à variação da energia de Jacobi para tornar a curva de velocidade zero fechada em  $L_1$ . Em outras palavras, a variação de energia impõe uma barreira de potencial ao objeto capturado. *Em suma:* **As condições iniciais mais favoráveis são as que demandam menores trocas mútuas de energia**
2. Como já mencionado na seção anterior, a maior probabilidade de captura do asteroide secundário, é o reflexo de uma maior variação de energia ser impressa sobre um corpo de menor inércia. *Em suma:* **O corpo de menor inércia é mais favorável à captura por sofrer a maior variação de energia**
3. Também explicitado na seção anterior, o perfil da curva de probabilidade de capturas permanentes em função da separação inicial do binário, reflete o montante da energia mútua permutável do asteroide binário. *Em suma:* **Menores separações iniciais do binário tornam a captura mais favorável por traduzirem um maior montante de energia mútua permutável**



## 4.2 AUMENTANDO UM GRAU DE LIBERDADE: CASO TRI-DIMENSIONAL

Os resultados do estudo coplanar inicial apresentaram-se promissores. Como visto na Figura(15), cerca de  $\sim 0.1\%$ <sup>4</sup> dos casos simulados, resultaram em capturas de forma orbital ( $a \times e$ ) semelhantes às observadas dos satélites prógrados reais. Entretanto, por resultarem de um estudo restrito ao caso coplanar, as capturas obtidas não são francamente comparáveis aos satélites irregulares prógrados Jovianos, uma vez que estes têm inclinações distribuídas entre  $25^\circ$  e  $55^\circ$ . Portanto, justificou-se estender o estudo para o caso tridimensional.

Nesta seção, apresentaremos as principais características do estudo do caso tridimensional, publicado em (Gaspar et al., 2013). O método empregado no estudo do caso tri-dimensional foi o mesmo descrito para o caso coplanar, com algumas diferenças como salientadas a seguir. A proposta central de estudar as configurações favoráveis foi mantida, sem o compromisso de correlacionar o cenário das condições iniciais com a realidade observável. Considerou-se, novamente, o *PC4C* com Sol, Júpiter e um par de asteroides, desta vez, em órbita oblíqua em relação ao plano orbital de Júpiter.

### 4.2.1 Condições Iniciais Propícias Tri-dimensionais: Estudos de Tempo de Captura

Para obter as *Condições Iniciais Propícias Tri-dimensionais*, aplicamos o método do estudo de *Tempo de Captura*, como descrito na Seção 4.1.1, para as seguintes inclinações Jovianas iniciais:  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $160^\circ$ ,  $170^\circ$ ,  $180^\circ$ . Note que a faixa de inclinações negligenciadas  $70^\circ$  a  $110^\circ$ , corresponde à faixa de inclinações de *Kozai-Lidov*. É sabido que os efeitos da ressonância de *Kozai-Lidov* causam a remoção de objetos com inclinações da referida faixa (Carruba et al., 2002; Nesvorný et al., 2003; Yokoyama et al., 2003).

Os mapas resultantes do estudo de mapeamento de tempos de captura, estão apresentados no APÊNDICE A. São análogos ao mapa da Figura(11a), com a diferença de não conterem a informação do tempo de captura codificado em cores, mas apenas a distinção das condições iniciais primárias estáveis na escala de tempo de  $10^4$  anos, as condições iniciais primárias de tempos *Longo* e *Curto*, e as órbitas “iniciais” de colisão. Além disso, os mapas também denotam as condições iniciais primárias adotadas, analogamente às apresentadas na Figura(11b). As informações de todos os mapas estão compiladas na Figura(16). O histograma de condições iniciais de *Tempos-Longos* aponta uma grande discrepância do número de tais tipos de órbitas para cada inclinação inicial primária. Comparando esse histograma com os mapas do APÊNDICE A, nota-se que os montantes de condições iniciais de *Tempos-Longos* é diretamente proporcional à extensão e à largura da borda de transição entre a região estável e a instável, isto é, a região de *Tempos-Curtos*. As barras azuis, sintetizam a distribuição dos casos de *Tempos-*

<sup>4</sup>Considerando-se que os  $\sim 0,8\%$  encerrados na caixa cinza da Figura(15) são uma fração dos  $\sim 11\%$  dos casos de captura permanente, tem-se que  $0,008 \cdot 11\% \approx 0,1\%$

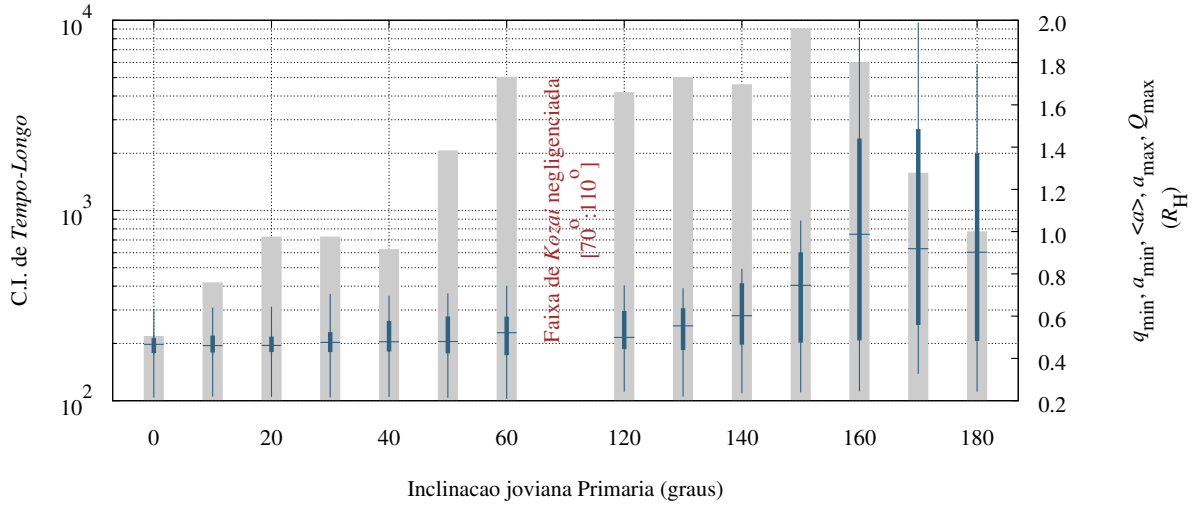
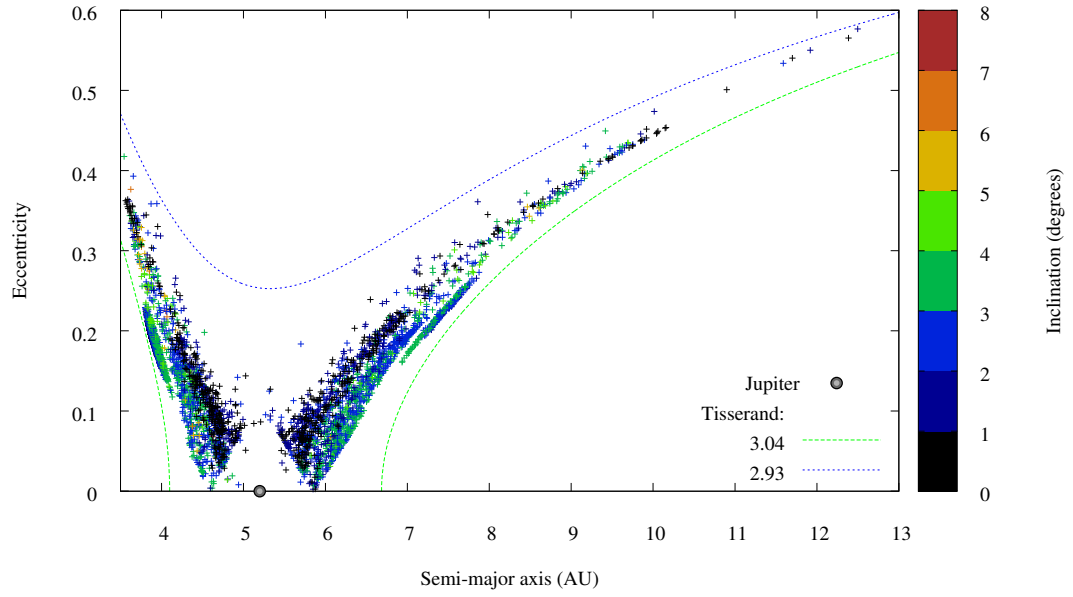


Figura 16: Compilação dos resultados dos estudos de tempo de captura. As barras cinzas denotam os montantes de condições iniciais de *Tempo-Longo* obtidas para cada inclinação inicial primária. As extremidades das linhas azuis finas, representam o menor perijove e o maior apo-jove primários. Analogamente, as extremidades das linhas espessas, representam o menor e maior valor de semi-eixo maior. O traço azul horizontal, representa o semi-eixo maior médio. Figura 5 do artigo Gaspar et al. (2013)

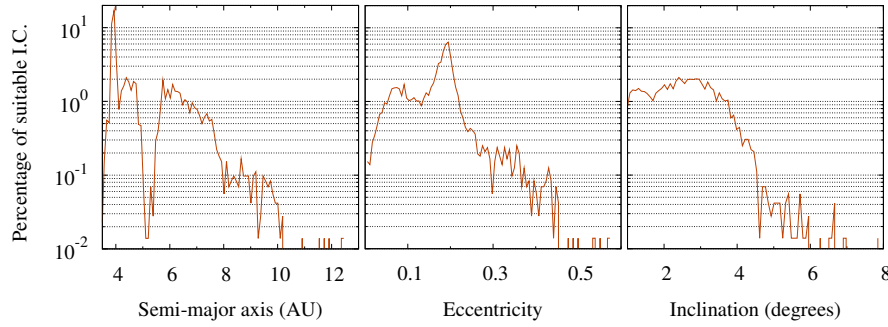
*Longos* no espaço  $a \times e$ , e também estão correlacionadas com a referida borda de transição. Note, que as linhas verticais espessas aumentam proporcionalmente à inclinação bem como se nota um aumento, em função do aumento da inclinação, da faixa de semi-eixos maiores ocupada pelas bordas de transição nos mapas do APÊNDICE A. Como será discutido mais adiante, essa distribuição acarretará implicações no número de capturas para cada inclinação orbital joviana.

A discrepância dos montantes de condições iniciais de *Tempos-Longos*, nos impôs a questão de como escolher as condições iniciais propícias. Afim de manter uma uniformidade relativa ao número de condições adotadas para cada inclinação primária principal, optamos por adotar 400 casos para cada inclinação inicial primária, número máximo de condições iniciais de *Tempos-Longos* obtidas para a inclinação primária  $10^\circ$ , com a única exceção para o caso de inclinação primária nula, cujo montante foi de 219 casos. Para todas as inclinações primárias com montante de condições iniciais de *Tempo-Longo* superior a 400, escolhemos os 400 casos com maiores tempo de captura. Em suma, 5 419 condições iniciais propícias foram adotadas no estudo do caso tridimensional. Note que no estudo do caso tridimensional, não foram adotadas condições iniciais de *Tempo-Curto*, dada sua baixa eficiência de captura previamente observada no estudo coplanar inicial.

Os gráficos da Figura (17) resumem a distribuição das condições *Iniciais Propícias Tridimensionais*, no espaço  $a \times e \times I$ . As curvas de Tisserand com valores próximos de 3 que encerram as condições iniciais, indicam que estas são, de fato, órbitas de encontro com Júpiter. No painel (a), observa-se um aglomerado centrado em  $(a, e) \approx (4 \text{ AU}, 0,18)$ , que aparecem como picos de densidades nos histogramas de semi-eixo maior e excentricidade do painel (b). O histograma de inclinações mostra uma distribuição aproximadamente uniforme entre  $1^\circ$



(a)



(b)

Figura 17: Distribuição das condições iniciais propícias no espaço  $a \times e \times I$  heliocêntrico, no painel (a). As curvas de Tisserand são relativas à inclinação mediana  $4^\circ$ . Em (b), histograma em semi-eixo maior, excentricidade e inclinação heliocêntricas, das condições iniciais propícias. Figura 6 do artigo Gaspar et al. (2013)

e  $3^\circ$ , e após decai rapidamente com o aumento da inclinação. Portanto, as baixas inclinações heliocêntricas são também um fato notável das condições iniciais propícias tridimensionais. O referido aglomerado, desperta a atenção e evidentemente não se trata de acaso, mas sim de objetos em ressonância de movimento médio de comensurabilidade 3:2 com Júpiter, cujo centro está em  $\sim 3,97$  AU. Nota-se, também, a existência de um segundo aglomerado, de menor densidade, centrado em  $(a, e) \approx (7,5 \text{ AU}, 0,22)$ , que, por sua vez, correspondem à objetos em ressonância 4:7 com Júpiter, cujo centro está em  $\sim 7,55$ .

#### 4.2.2 Simulações Numéricas de captura

O código utilizado nas simulações numéricas do caso tridimensional, foi muito semelhante ao descrito na Seção 4.1.2. A diferença no novo código consistiu em um novo critério de

captura, uma vez que i) os satélites irregulares retrógrados de Júpiter não têm energia de Jacobi superior à energia de Jacobi do ponto de equilíbrio lagrangiano  $L_1$ , e ii) o critério de captura adotado no caso coplanar, resultou em uma grande quantidade de capturas em órbitas instáveis sob um cenário mais realista, isto é, objetos com  $a \gtrsim 0,36 R_H$  na Figura(15).

No novo critério de captura, consideramos como capturados os asteroides remanescentes no instante  $T_3$ , que satisfizeram as condições da Equação (9) por um intervalo de tempo de  $10^2$  anos contados a partir do instante  $T_3$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} I \leq 70^\circ \\ e < 1 \\ Q \leq 0.48 R_H \end{array} \right. \quad \text{ou} \quad \left\{ \begin{array}{l} I \geq 110^\circ \\ e < 1 \\ Q \leq 0.69 R_H \end{array} \right. \quad (9)$$

As condições impostas pela Equação (9) consistem na exclusão da faixa de inclinações de *Kozai-Lidov*, de órbitas que mantêm-se fechadas ao redor do planeta, e confinadas à uma região de estabilidade bem determinada (Hamilton & Krivov, 1997; Nesvorný et al., 2003; Domingos et al., 2006).

Para cada uma das 5 419 condições iniciais obtidas do estudo de tempos de captura, 160 novas condições iniciais de asteroides binários foram criadas. No total, foram geradas 35 040 condições iniciais relativas à inclinação primária  $I_{\text{prim}} = 0^\circ$ , e 64 000 para cada uma das outras inclinações iniciais primárias. Analogamente ao procedimento adotado no estudo coplanar, os asteroides binários foram configurados com excentricidade inicial nula, e semi-eixos maiores distribuído como  $0.005 r_H \leq a_B \leq 0.800 r_H$  com resolução  $\Delta a_B = 0.005 r_H$ . A inclinação inicial foi sorteada aleatoriamente entre  $[0^\circ:180^\circ]$ , bem como o nodo ascendente  $\Omega_B$  e anomalia verdadeira  $f_B$  sorteadas aleatoriamente entre  $[0^\circ:360^\circ]$ .

#### 4.2.3 Resultados relevantes do estudo do caso tridimensional

Assim como os resultados obtidos no estudo coplanar inicial, o asteroide secundário confirmou-se probabilisticamente como mais favorável à captura permanente. Analogamente à Figura(14), a Figura(18) apresenta o perfil das distribuições de probabilidade de rupturas, capturas e colisões mútuas em função da separação inicial do binário. Apesar de um novo critério de captura ter sido adotado no presente estudo, como definidos na Equação (9), a título de comparação computamos como *pseudo-capturas* as simulações que satisfizeram o antigo critério de captura adotado no estudo coplanar inicial, isto é, curvas de velocidade zero fechadas.

Comparando as figuras 18 e 14, nota-se uma queda da curva de pseudo-capturas muito mais suave que a observada para a curva capturas do caso coplanar, revelando uma maior eficiência de captura para maiores separações iniciais do binário. Uma vez que a energia inicial permutável é somente função da separação inicial do binário, esta maior eficiência indica que a energia de troca necessária para consumir o encerramento das curvas de velocidade zero é

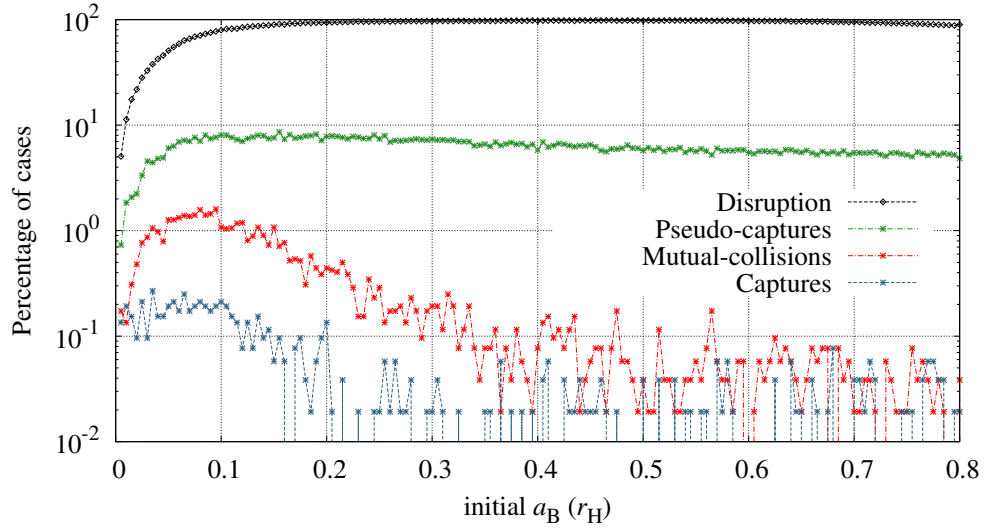


Figura 18: Histograma de resultados das integrações numéricas de capturas de asteroides binários, em função da separação inicial do mesmo. A curva verde, representa o percentual de casos que resultaram em captura de um dos componentes do asteroide binário, sem satisfazer os critérios definidos na Equação (9). A curva azul, representa as capturas segundo o critério da Equação (9). As curvas preta e vermelha representam as frações percentuais de casos em que constatou-se ruptura do asteroide binário e colisões mútuas do mesmo, respectivamente. Figura 8 do artigo Gaspar et al. (2013).

menor no caso tridimensional. O novo grau de liberdade, dá origem à uma nova componente da aceleração do binário, que é perpendicular à seu plano orbital. Esta nova componente da aceleração acarreta novas variações na constante de Jacobi, que no caso coplanar eram nulas, favorecendo o mencionado encerramento. Contudo, nota-se que esse novo efeito dinâmico não é suficiente para que o novo critério de captura seja satisfeito, bastando para tanto observar o decaimento da curva de capturas genuínas. Isso significa, que uma grande troca de energia ainda é necessária para consumir uma redução do semi-eixo maior orbital do asteroide capturado, afim de que o mesmo satisfaça o critério de captura imposto.

A Figura(19) apresenta o histograma de inclinações dos objetos genuinamente capturados. Dado que, excepcionalmente para o caso  $I_{\text{prim}} = 0^\circ$ , o montante de condições iniciais foi igual para todas inclinações iniciais primárias, a não uniformidade da presente distribuição revela inclinações de captura mais favoráveis. Para o caso das inclinações prógradas, pode-se notar que faixa mais favorável ocorre para  $20^\circ \leq I \leq 40^\circ$ , o que coincide com a faixa de inclinações na qual se encontram 5 dos 7 de satélites irregulares jovianos prógrados, como consta na Tabela(1). Contudo, a distribuição de capturas em órbitas retrógradas não concorda com a distribuição de inclinações observada entre os satélites retrógrados de Júpiter. O histograma mostra que os maiores montantes de captura ocorrem para a faixa de inclinações  $[120^\circ:130^\circ]$ , na qual não existe nenhum satélite joviano conhecido. A distribuição de inclinações dos objetos capturados, é, na verdade, um reflexo das condições iniciais adotadas. Comparando-se a distribuição de inclinações da Figura(19) com os mapas do APÊNDICE A, nota-se que os montantes de objetos capturados tendem a diminuir de acordo com o aumento das faixas de semi-eixos

maiores ocupadas pelas bordas de transição nos mapas das figuras A.1 e A.2. Isso se deve ao fato da ruptura do asteroide binário ocorrer em uma configuração semelhante à condição inicial primária relacionada, que por sua vez encontra-se em uma região instável do espaço  $a \times e \times I$  planetocêntrico. As condições iniciais primárias estão denotadas em laranja nas figuras A.1 e A.2. Neste contexto, a perda de energia sofrida por um dos componentes do asteroide binário, é responsável por realizar sua transição da região instável para a região estável<sup>5</sup>. Portanto, quanto maior for a faixa de semi-eixos maiores ocupada pela borda de transição entre as regiões estável e instável, mais distantes da região de estabilidade ocorrerão as rupturas, demandando, consequentemente, maiores trocas de energia para que a referida transição seja consumada.

Concluindo a análise da Figura(19), dado que cada binagem do histograma corresponde a cerca de 64 000 simulações de captura, tem-se que cada dezena dos montantes observados no mesmo corresponde a um percentual de captura de  $\sim 0.01\%$ , que está muito aquém dos  $\sim 11\%$  observados no caso coplanar. Observe, no entanto, que a comparação é imprópria dado as capturas do presente histograma, correspondem a um critério mais rigoroso. Portanto, seria mais justo comparar a presente eficiência de captura aos  $0,8\%$  destacados na caixa cinza da Figura(15). Temos, portanto, que a presente eficiência de captura é apenas uma ordem de grandeza inferior à observada no caso coplanar. Por fim, as barra azuis na Figura(19), sintetizam a distribuição média dos objetos capturados. Como mostram as figuras 20 e 21, os objetos capturados têm boa concordância orbital com os satélites reais.

A discussão do processo de captura e ruptura de asteroides binários abordada em função da separação inicial do asteroide binário  $a_B$ , e de sua configuração no espaço  $a \times e \times I$  no instante de ruptura, é bastante apropriado para o enredo deste texto, por ilustrar a importância das Condições Iniciais Propícias. No entanto, estas grandezas podem ser traduzidas em função das grandezas do espaço de fase  $\vec{r}$  e  $\vec{p}$ , ou  $\vec{v}$ , isto é, posição e momento relativos, ou velocidade relativa. Portanto, de maneira análoga à discussão aqui abordada, podemos argumentar que o processo de efetivação de captura dependerá da distância relativa ao planeta  $|\vec{r}|$ , em que a ruptura ocorre, e da variação da velocidade  $\Delta\vec{v}$  sofrida pelo asteroide capturado no instante em que se desliga de seu par. Agnor & Hamilton (2006) apresentam tal formulação em termos da distância de ruptura de maré:

$$\vec{r}_{td} = a_B \left( \frac{3 M_P}{m_1 + m_2} \right)^{1/3} = R_P \left( \frac{a_B}{R_1} \right) \left[ \left( \frac{3\rho_P}{\rho_1} \right)^{1/3} \left( \frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^{1/3} \right], \quad (10)$$

em que,  $M_P$ ,  $R_P$  e  $\rho_P$  são a massa, o raio e a densidade do planeta, respectivamente, e  $\rho_1$  é a densidade dos asteroides que compõem o binário. A Equação(10) define, portanto, o **raio de maré**  $r_{td}$  (*tidal-radius*), que estipula a distância mínima do planeta em que a ruptura deve ocorrer para que a captura seja efetivada. Além disso, a variação de velocidade, sofrida pelo

<sup>5</sup>A região estável consiste no espaço  $a \times e \times I$  determinado pelos critérios de captura da Equação(9).

menor componente, necessária para efetivação da captura é dada por (Agnor & Hamilton, 2006):

$$\Delta v_2 \approx \pm \frac{m_1}{m_1 + m_2} \left( \frac{\mathcal{G}(m_1 + m_2)}{a_B} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Contudo, é importante notar que as equações (10) e (11) estabelecem parâmetros de efetivação de captura baseados nos requisitos necessários para que o encontro resulte em uma reação de troca no *P3C*, isto é, no referencial do asteroide capturado, o encontro resulta na ejeção de seu par original e consequente “captura” do planeta. No *P3C* (Planeta + asteroide-binário), mesmo órbitas de captura altamente excêntricas e distantes do planeta sobrevivem. Ao se considerar a perturbação do Sol, órbitas excêntricas e muito distantes do planeta são altamente desestabilizadas e colapsam, resultando na colisão ou escape consecutivo do asteroide capturado. De qualquer modo, mesmo considerando-se o *P4C*, com Sol, as equações (10) e (11) estabelecem importantes valores de escala.

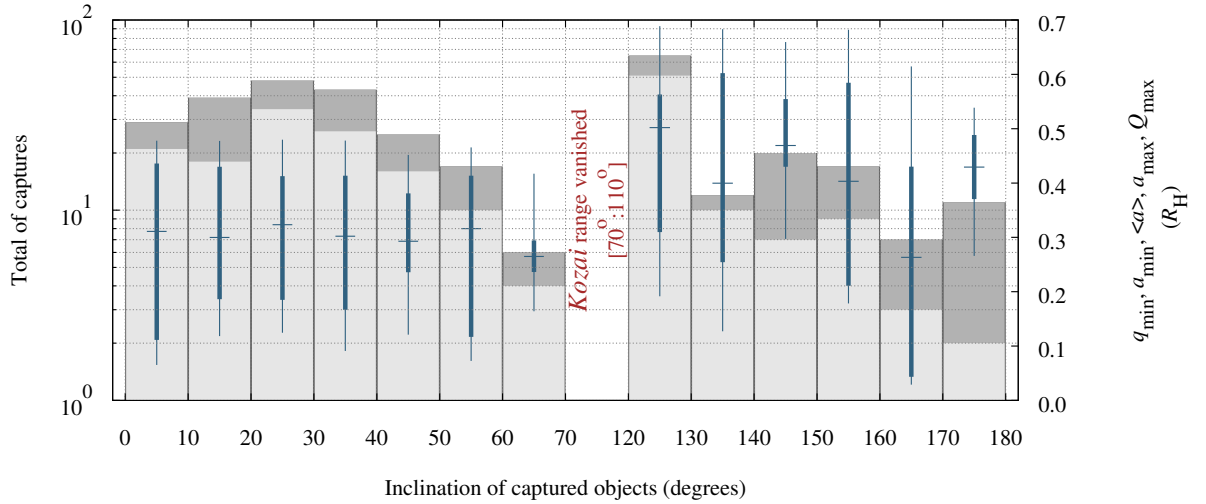


Figura 19: Compilação dos resultados do estudo de captura de asteroides binários. Análogo à Figura (16), mas computado com binagem linear de  $10^\circ$  sobre os casos de captura permanente. Além disso, o histograma preenchido em cinza claro, representa as capturas permanentes com excentricidade orbital inferior a 0,5. Figura 7 do artigo Gaspar et al. (2013).

A Figura (20), apresenta a distribuição orbital das capturas prógradas no espaço  $a \times e \times I$ , comparadas à distribuição orbital dos satélites irregulares de Júpiter conhecidos atualmente. O gráfico é um instantâneo dos elementos osculadores no instante final da integração; mais precisamente,  $\gtrsim 100$  anos posteriores ao instante  $T_3$ . A distribuição em semi-eixo maior dos objetos capturados, mostra-se um pouco mais alta, em média, que a distribuição dos objetos reais, ao passo que a distribuição de excentricidades cobre todo o intervalo do gráficos de maneira quase-uniforme. Note que, devido à escala do gráfico, os objetos plotados correspondem ao histograma cinza claro da Figura (19). Existem, ainda, objetos capturados em regiões estáveis com excentricidades maiores que 0,5 que não são de interesse para presente discussão.

Considerando que as distribuições dos objetos capturados e dos satélites reais estão apresentadas na Figura(20) em função de elementos osculadores, podemos dizer que todos os objetos reais têm ao menos 1 objeto capturado em órbita semelhante, com destaque especial para Carpo  $(a, e) \approx (0,32 R_H, 0,43)$ .

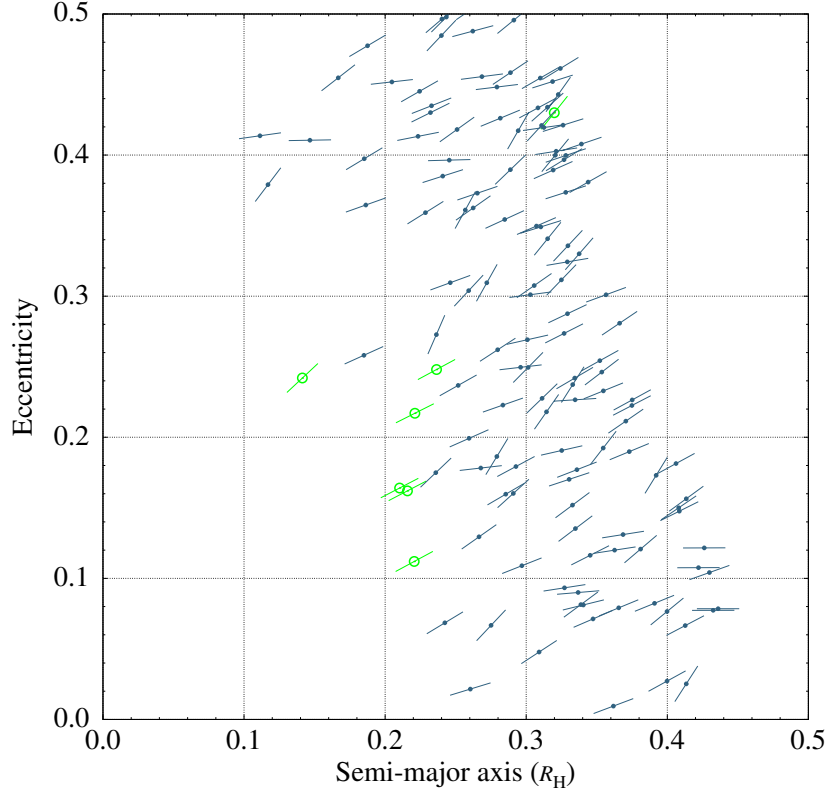


Figura 20: Distribuição das capturas prógradas (azul) no espaço  $a \times e \times I$  comparadas à distribuição dos satélites irregulares prógradas reais (verde). Os pontos centrais representam os elementos osculadores  $a \times e$ , e as barras representam as inclinações. Figura 9 do artigo Gaspar et al. (2013).

Analogamente à Figura(20), a Figura(21) apresenta a distribuição orbital das capturas retrógradas. Também nota-se uma distribuição em semi-eixo maior dos objetos capturados ligeiramente mais alta, em média, que a distribuição dos objetos reais, e uma distribuição de excentricidades quase-uniforme cobrindo todo o intervalo do gráfico. Como já discutido na análise da Figura(19), nota-se que a distribuição de inclinações difere consideravelmente da distribuição de inclinações dos satélites reais. Assim como no caso da distribuição das capturas prógradas, a comparação entre distribuições de elementos osculadores no permite correlacionar ao menos 1 objeto capturado em órbita semelhante à cada satélite real.



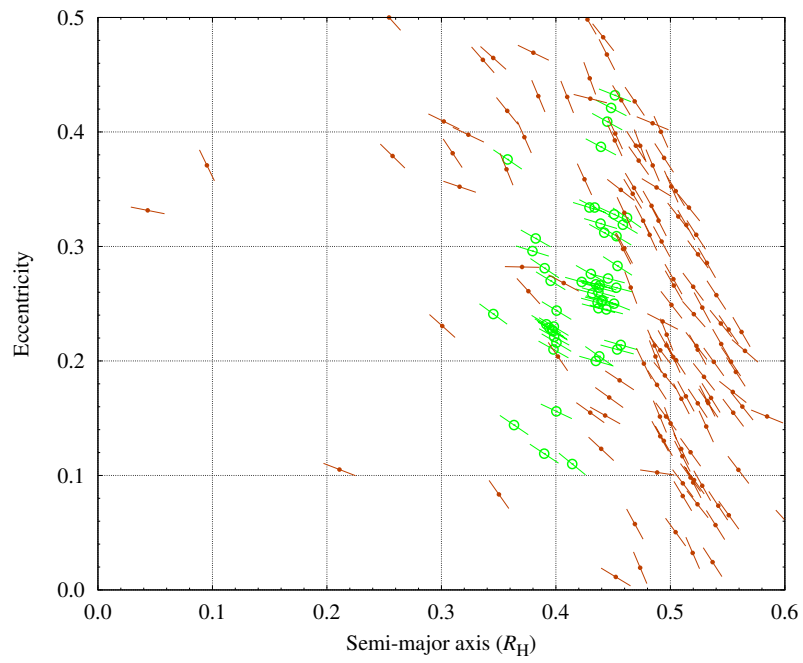


Figura 21: Análogo ao gráfico da Figura (20) para o caso das capturas retrógradas (vermelho).  
Figura 10 do artigo Gaspar et al. (2013).

## 5 MODELO DE ORIGEM DOS SATÉLITES IRREGULARES DE JÚPITER

Como já discutido na introdução, o modelo de captura de planetesimais de um disco primordial durante encontros planetários proposto por Nesvorný et al. (2007), forneceu uma explicação plausível para a origem dos satélites irregulares dos planetas externos à Júpiter. Contudo restou aberta a questão sobre as origens dos satélites jovianos, devido ao fato de Júpiter não sofrer encontros com outros planetas no cenário do modelo de Nice. A nova teoria *Jumpin-Jupiter* (Morbideilli et al., 2009, 2010), resolveu a questão dos encontros com Júpiter, mas cabe a conjectura de que talvez isso não seja suficiente devido ao fato da migração líquida de Júpiter ser decadente, isto é,  $\Delta a_J < 0$ , o que acarreta uma retração da região de estabilidade nas vizinhanças de Júpiter.

No Capítulo 4, apresentamos todo o estudo do mecanismo de captura de asteroides binários realizado durante o doutorado. Tais estudos foram realizados com o intuito de se analisar as características e configurações favoráveis do processo de captura de asteroides binários, não levando-se em conta inserção do mesmo no cenário real de formação do Sistema Solar. É, portanto, chegada a hora de aventurar-mo-nos por tal desafio.

A comparação de nossos estudos de captura de asteroides binários (Gaspar et al., 2011; Gaspar et al., 2013), com outros estudos da mesma linha (Agnor & Hamilton, 2006; Vokrouhlický et al., 2008b; Philpott et al., 2010; Nogueira et al., 2011), mostra que nossos resultados são os únicos em que as capturas ocorrem em órbitas comparáveis as reais, dispensando portanto qualquer mecanismo auxiliar, como o arrasto gasoso ou a circularização por maré, por exemplo. O sucesso de nossos resultados se deve à escolha de nossas condições iniciais. De fato, destacamos a obtenção de condições iniciais propícias como nosso primeiro desafio. E nosso estudo mostrou que estas devem ser tais que gerem encontros com Júpiter de baixa velocidade planetocêntrica, de modo que demandem pouca troca de energia para consumir a transição para a região estável. Portanto, ao inserir nosso conjunto de condições iniciais em um cenário realista, estaremos, de fato, formalizando um modelo de origem dos satélites irregulares de Júpiter.

Os histogramas de semi-eixo maior e excentricidade das condições iniciais propícias, mostrados na Figura(17b), evidenciam uma maior densidade de condições iniciais propícias localizadas na região dos Hildas, isto é, região da ressonância 3:2. Na Figura(22) podemos comparar as distribuições da família Hilda e das condições iniciais propícias no espaço heliocêntrico  $a \times e$ .

Como explanado na Seção 4.1.1, as condições iniciais propícias são obtidas integrando-se, reversamente, partículas em órbita inicial joviana até a ocorrência do escape. O estado do sistema em um instante de tempo inferior a 1 ano posterior ao escape é adotado como a referida condição inicial. Portanto, por não terem sofrido variações devido aos efeitos seculares, elas se distribuem ao longo de curvas de apocentro. Na verdade, é uma evidência interpretável da Figura (22), que a transição entre a órbita fechada ao redor de Júpiter para a heliocêntrica, ocorre

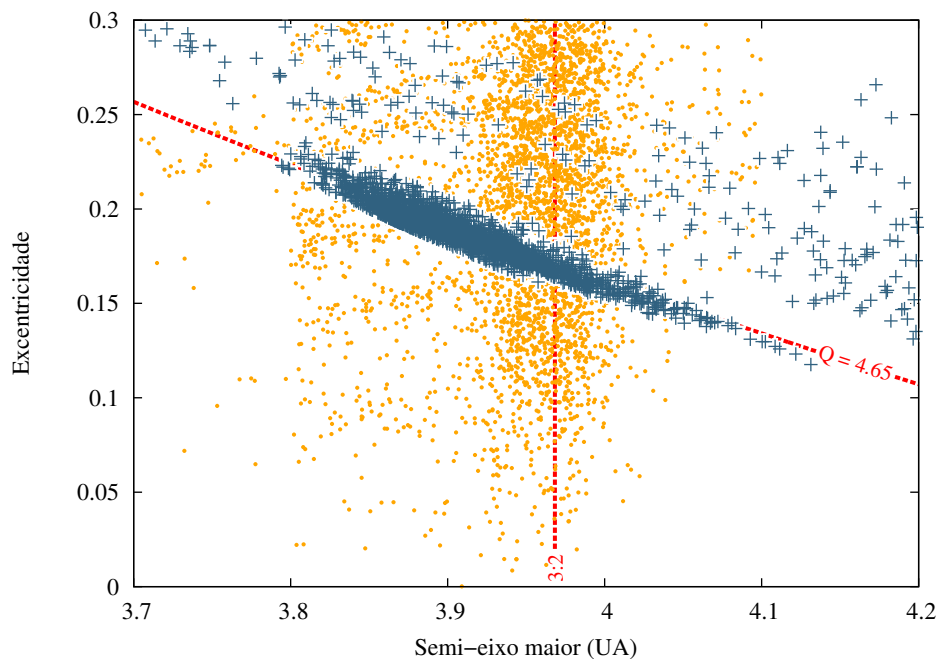


Figura 22: Distribuição das condições iniciais propícias heliocêntricas (cruzes azuis) comparada à distribuição da família Hildas (pontos laranjas). Em vermelho tracejado, a linha vertical indica o centro da ressonância 3:2, e a curva referencia órbitas com apocentro em 4.65 UA.

justamente no apocentro da última, ou bem próximo do mesmo. De fato, a Figura (23) mostra que maior concentração de condições iniciais propícias localizadas na região da ressonância 3:2, estão em fase de aproximação do apocentro.

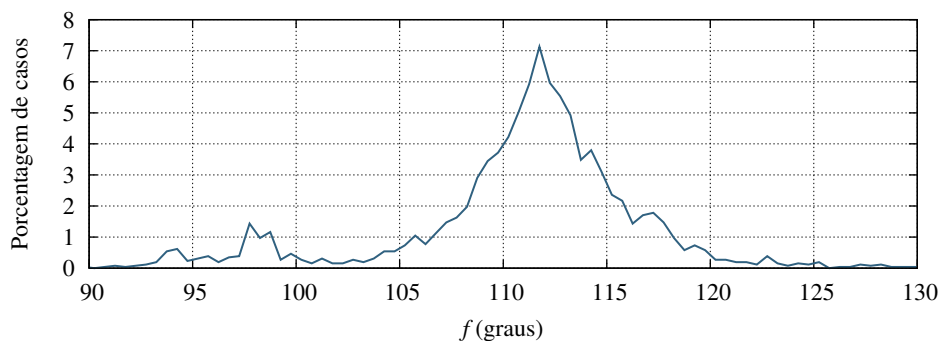


Figura 23: Histograma de anomalias verdadeiras heliocêntricas, das condições iniciais propícias localizadas na região da ressonância 3:2.

Na Figura (24), as condições iniciais propícias são mostradas no sistema de coordenadas sinódico fixo em Júpiter, e três trajetórias de ressonância 3:2 instáveis foram traçadas como exemplo. Pode-se notar, que a trajetória da ressonância 3:2 instável, ajusta-se bem aos casos dispersos do aglomerado. Essas trajetórias resultam em encontros próximos a baixas velocidades com Júpiter. O aglomerado, por sua vez, aparenta abordar Júpiter através de órbitas do tipo ferradura. Órbitas de ferradura evoluem muito próximas das curvas de velocidade zero no sistema de coordenadas sinódico. Portanto, também resultam em encontros próximos com Júpiter a baixas velocidades.

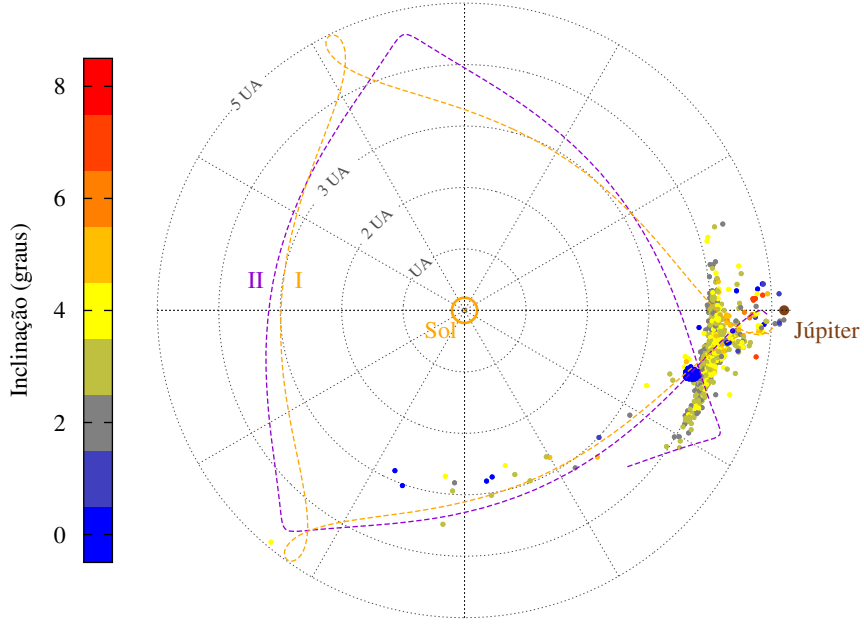


Figura 24: Exemplo de condições iniciais propícias em ressonância 3:2 instável, em rota de encontro com Júpiter. Os pontos coloridos são as condições iniciais propícias da Figura (22). Trajetória em laranja (I),  $a_I = 3,970$  UA,  $e_I = 0,253$ . Trajetória em violeta (II)  $a_{II} = 3,877$  UA,  $e_{II} = 0,191$ .

### 5.1 SATÉLITES IRREGULARES DE JÚPITER: CAPTURA DE ASTEROIDES BINÁRIOS DO SISTEMA SOLAR PRIMORDIAL

Com base nessas evidências, propõe-se o seguinte modelo para a origem dos satélites irregulares de Júpiter:

- No Sistema Solar primordial:
  - A órbita de Júpiter encontrava-se em  $a_J \approx 5,4$  UA
  - E, o Cinturão Principal de asteroides estendia-se até  $\sim 4,1$  UA
- Júpiter, então, sofre uma migração decaindo até sua posição atual  $\sim 5,2$  UA
  - O centro da ressonância 3:2, que inicialmente encontrava-se em  $a_{3:2} \approx 4,12$  UA, migra junto com Júpiter, adentrando o cinturão principal primordial.
  - O centro da ressonância 3:2, que inicialmente encontrava-se em  $a_{3:2} \approx 4,12$  UA, migra junto com Júpiter, adentrando o cinturão principal primordial.
  - Ao passo que a migração de Júpiter evolui, também o faz o centro da ressonância 3:2 sobre o cinturão primordial, capturando seus objetos em ressonância, de modo que:
    - i) A fração dos objetos capturados em ressonância estável, passa a migrar juntamente com a mesma.

- ii) A segunda fração, capturada em ressonância instável, evolui de encontro a Júpiter
- Quando Júpiter termina sua migração, estacionando em  $a_{J_+} = 5,2$  UA. Também o faz a ressonância 3:2, estacionando em  $a_{3:2} \approx 3,97$  UA. De modo que:
  - Objetos capturados em ressonância 3:2 durante a fase de migração, estacionam nas vizinhanças de 3,97 UA, dando origem à atual *família Hilda*
  - Denominaremos por, *anti-Hildas primordiais*, a fração de objetos primordiais capturada em ressonância instável, descrito no item (ii).
  - Uma pequena fração dos objetos, haverá escapado da ressonância 3:2 e permanecido na região

Neste cenário, ao final da migração a família Hilda estará formada, uma pequena população restará na região da borda do disco primordial, e os *anti-Hildas primordiais* encontrar-se-ão *espalhados*, ou *capturados como satélites irregulares de Júpiter*.

Neste ponto, faz-se necessário lançar mão do mecanismo de captura de asteroides binários. Dado que a órbita de Júpiter decai, seu raio de Hill é reduzido, acarretando também a redução da região estável ao redor do mesmo. Portanto, anti-Hildas primordiais simples, serão capturados temporariamente e depois ejetados, resultando num objeto espalhado.

Não obstante, *anti-Hildas binários*, passarão pelo processo de captura temporária, ruptura do par, e consequente ejeção de um dos componentes e captura permanente do outro. Portanto, anti-Hildas binários, resultaram na captura permanente de um asteroide como satélite irregular de Júpiter, e um objeto espalhado.

## 6 CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Estudamos, inicialmente, a dinâmica de captura de asteroides binários com o intuito de identificar configurações e características do mecanismo favoráveis a consumação de capturas permanentes. Para realizar o estudo no cenário do problema de 4 Corpos, considerando um asteroide binário inicialmente heliocêntrico, em rota de encontro com Júpiter, deparamo-nos com o primeiro desafio de encontrar um conjunto de condições iniciais propícias à ocorrência de encontro próximo com Júpiter. Para resolver esta questão, lançamos mão do conhecimento adquirido do estudo de tempos de captura. Ao conjunto de condições iniciais propícias obtidos, atribuímos o sucesso de nossos resultados. A seção que segue, contém um apanhado do conhecimento adquirido com o estudo de capturas de asteroides binários. Com base nesse apanhado, faremos nossas considerações acerca do sucesso proporcionado pelas referidas condições iniciais.

### 6.1 COMPREENSÃO DO PROCESSO DE CAPTURA DE ASTEROIDES BINÁRIOS

No problema restrito de três corpos, capturas gravitacionais são temporárias. Portanto, torna-se interessante estudar tais capturas sob o cenário do problema de quatro corpos, e neste contexto insere-se o processo de captura e ruptura de asteroides binários.

Consideremos o cenário de um asteroide binário em órbita heliocêntrica destinada à um encontro com Júpiter. Neste contexto, a órbita do baricentro do binário pode ser realizada como um problema de três corpos. Portanto, no caso em que o encontro com Júpiter resulta em uma captura do par, sabe-se a priori que esta captura é temporária. De maneira equivalente, pode-se dizer que o asteroide binário está capturado em uma órbita instável. Uma vez temporariamente capturado, as forças de maré intensificadas causam a disjunção do par. No instante da ruptura do par, ocorre a partição da energia de ligação do par, resultando no ganho de energia de um dos componentes e na perda de energia do outro. A perda de energia, traduz-se na redução da velocidade orbital planetocêntrica, que equivale a um decaimento da órbita, isto é, redução do semi-eixo maior. Portanto, para permanecer capturado, um asteroide deve perder um montante de energia suficiente para decair para uma órbita estável. Em contrapartida, o asteroide que ganha energia no processo de ruptura, tem sua órbita elevada, e acaba escapando. Essa conjectura, é corroborada pelos seguintes resultados:

- Observou-se maior número de capturas do menor membro do binário. Isto explica-se pelo fato de que perda de energia traduz-se como desaceleração, que por sua vez é maior quanto menor for a inércia do asteroide.
- Observou-se um pico de capturas para um valor ótimo de separação inicial do asteroide binário  $a_B \approx 0,1 R_H$ . Isto, explica-se por:

- Para separações iniciais inferiores,  $a_B \lesssim 0,1 R_H$ , quanto menor a separação inicial do binário, mais forte é sua ligação, e mais dificilmente de ser dissociado pelas forças de maré. Portanto, observa-se um menor número de capturas devido ao menor número de rupturas. Ou seja, se não ocorre a ruptura, também não ocorre a captura.
  - Para separações iniciais superiores,  $a_B \gtrsim 0,1 R_H$ , quanto maior a separação inicial do binário, menor é sua energia de ligação, e portanto, menor é a energia de troca permutável
  - A separação ótima,  $a_B \approx 0,1 R_H$ , traduz, portanto, um balanço dos fenômenos discutidos nos dois itens anteriores.
- Observou-se que as condições iniciais de *tempo-longo* são mais favoráveis à ocorrência de captura permanente. Isto deve-se ao fato de que tais condições iniciais, representam um estado do sistema em que as curvas de velocidade zero, encontram-se com uma pequena abertura na região orbital do ponto de equilíbrio lagrangiano  $L_1$ . Nestes casos, a perda de energia necessária para ocasionar o decaimento para um órbita estável é menor. De maneira equivalente, um pequena perda de energia impõe uma barreira de potencial ao asteroide, resultando na sua captura permanente.
  - Obteve-se uma distribuição de inclinações retrógradas, dos objetos capturados, incompatível com a observada para os satélites reais. Isto deve-se ao fato dos satélites jovianos retrógradados estarem distribuídos em inclinações cujas regiões de estabilidade do espaço  $a \times e$  planetocêntrico são bastante extensas. A ruptura do asteroide binário, ocorre enquanto o mesmo se encontra temporariamente capturado na borda da referida região de estabilidade. Órbitas nesta região são muito mais altas que a imposta pelo critério de estabilidade ( $Q \leq 0,69 R_H$ ). Assim, demanda-se uma apreciável troca energia para causar o decaimento para uma órbita estável, que satisfaça o critério ( $Q \leq 0,69 R_H$ ). Deste modo, apenas uma pequena fração de asteroides binários atendem à esta demanda, acarretando um baixo número de capturas.

---

Um grande resultado obtido, consiste nas capturas de objetos em orbitas semelhantes às dos satélites irregulares conhecidos, como puro resultado do processo de captura e ruptura de asteroides binários. O sucesso deste resultado, se deve às condições iniciais adotadas. Com base nas considerações feitas na última seção (6.1), concluímos que as boas capturas obtidas através do mecanismo em questão, só são possíveis porque as condições iniciais conduzem o asteroide binário a uma ruptura na borda da região de estabilidade do espaço  $a \times e$  planetocêntrico. Traduzindo em termos de espaço de fase, não basta ao asteroide binário sofrer a ruptura dentro da esfera de Hill, pois essa é uma condição necessária, mas insuficiente. A velocidade planetocêntrica do centro de massa, deve ser baixa afim de que a desaceleração no ato da ruptura,

proporcione uma captura em uma órbita baixa, e pouco excêntrica. Outros trabalhos publicados sobre o mesmo tema, comprovam isso (Agnor & Hamilton, 2006; Vokrouhlický et al., 2008b; Philpott et al., 2010; Nogueira et al., 2011). Em um projeto de mestrado realizado com minha colaboração, Santana (2011) estudou a captura de asteroides binários com condições iniciais oriundas do modelo de Nice, considerando o problema de 4 corpos com Sol e Júpiter como objetos primários. Neste estudo, verificou-se que a velocidade de encontro é demasiadamente alta, e poucas capturas são obtidas com órbitas semelhantes às órbitas dos objetos reais.

Como discutido no Capítulo 5, as boas capturas são proporcionadas por asteroides binários que adentram à esfera de Hill via trajetórias oriundas de órbitas em ressonância de movimento médio 3:2, exatamente a localização atual da família Hilda. Contudo, sabemos que os Hildas estão em ressonância de movimento médio 3:2 estável, que os priva de sofrerem encontro com Júpiter. Portanto, é bastante plausível a hipótese de que os satélites irregulares de Júpiter sejam oriundos de um disco de planetesimais primordial em que objetos em ressonância de movimento médio 3:2, em fase oposta à fase dos Hildas, tenham sofrido encontros próximos com Júpiter, a baixas velocidades. Além disso, sabe-se que Júpiter migrou a partir de sua órbita primordialmente localizada a 5,4 UA até sua posição atual. Juntamente com Júpiter, a ressonância 3:2 deve ter migrado sobre um disco primordial de planetesimais. Dessa migração, a fração de objetos capturados em ressonância estável, formaram os Hildas, ao passo que a fração capturada em ressonância instável, foi direcionada à encontros com Júpiter dando origem aos satélites irregulares atuais.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AGNOR, C. B. & HAMILTON, D. P. Neptune's capture of its moon Triton in a binary-planet gravitational encounter. *Nature*, 441(7090):192–194, 2006.
- BEAUGÉ, C., ROIG, F., & NESVORNÝ, D. Effects of Planetary Migration on Natural Satellites of the Outer Planets. *Icarus*, 158(2):483–498, 2002.
- BENNER, L. A. & CARLSON, R. 1993 (243) 1. *IAU circ.*, 5948:2–+, 1994.
- BRASSER, R., MORBIDELLI, A., GOMES, R., TSIGANIS, K., & LEVISON, H. F. Constructing the secular architecture of the solar system II: the terrestrial planets. *Astronomy & Astrophysics*, 507:1053–1065, 2009.
- BRUNINI, A. Capture of Planetesimals by the Giant Planets. *Earth Moon and Planets*, 71:281–284, 1995.
- CARRUBA, V., BURNS, J. A., NICHOLSON, P. D., & GLADMAN, B. J. On the Inclination Distribution of the Jovian Irregular Satellites. *Icarus*, 158(2):434–449, 2002.
- COLOMBO, G. & FRANKLIN, F. A. On the formation of the outer satellite groups of Jupiter. *Icarus*, 15(2):186–189, 1971.
- ČUK, M. & BURNS, J. A. Gas-drag-assisted capture of Himalia's family. *Icarus*, 167(2):369–381, 2004.
- DOMINGOS, R. C., WINTER, O. C., & YOKOYAMA, T. Stable satellites around extrasolar giant planets. *MNRAS*, 373:1227–1234, 2006.
- EVERHART, E. An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings. In A. Carusi & G. B. Valsecchi, editors, *Dynamics of Comets: Their Origin and Evolution, Proceedings of IAU Colloq. 83, held in Rome, Italy, June 11-15, 1984. Edited by Andrea Carusi and Giovanni B. Valsecchi. Dordrecht: Reidel, Astrophysics and Space Science Library. Volume 115, 1985., p.185, pages 185–+. 1985.*
- GASPAR, H. S., WINTER, O. C., & VIEIRA NETO, E. Irregular satellites of Jupiter: capture configurations of binary-asteroids. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415(3):1999–2008, 2011.
- GASPAR, H. S., WINTER, O. C., & VIEIRA NETO, E. Irregular satellites of Jupiter: three-dimensional study of binary-asteroid captures. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433:36–46, 2013.
- GOLDREICH, P. History of the Lunar Orbit. *Reviews of Geophysics*, 4:411–439, 1966.

- GOLDSTEIN, H. *Classical Mechanics*. Addison-Wesley, Reading, MA, 1980.
- GOMES, R., LEVISON, H. F., TSIGANIS, K., & MORBIDELLI, A. Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets. *Nature*, 435:466–469, 2005.
- HAMILTON, D. P. & KRIVOV, A. V. Dynamics of Distant Moons of Asteroids. *Icarus*, 128(1):241–249, 1997.
- HEPPENHEIMER, T. A. & PORCO, C. New contributions to the problem of capture. *Icarus*, 30(2):385–401, 1977.
- JOHNSTON, W. R. Binary Minor Planets V4.0. *NASA Planetary Data System*, 147, 2011.
- KOBAYASHI, S., HAINICK, Y., SARI, R., & ROSSI, E. M. Ejection and Capture Dynamics in Restricted Three-body Encounters. *The Astrophysical Journal*, 748:105, 2012.
- KUIPER, G. On the origin of the satellites and the Trojans. *Vistas in Astronomy*, 2:1631–1666, 1956.
- KUIPER, G. P. On the Evolution of the Protoplanets. *Proceedings of the National Academy of Science*, 37:383–393, 1951a.
- KUIPER, G. P. On the Origin of the Irregular Satellites. *Proceedings of the National Academy of Science*, 37:717–721, 1951b.
- MERLINE, W. J., WEIDENSCHILLING, S. J., DURDA, D. D., MARGOT, J. L., PRAVEC, P., & STORRS, A. D. *Asteroid III*, page 289. 2002.
- MORBIDELLI, A., BRASSER, R., GOMES, R., LEVISON, H. F., & TSIGANIS, K. Evidence from the Asteroid Belt for a Violent Past Evolution of Jupiter’s Orbit. *Astron. Journal*, 140:1391–1401, 2010.
- MORBIDELLI, A., BRASSER, R., TSIGANIS, K., GOMES, R., & LEVISON, H. F. Constructing the secular architecture of the solar system. I. The giant planets. *Astronomy & Astrophysics*, 507:1041–1052, 2009.
- MORBIDELLI, A., LEVISON, H. F., TSIGANIS, K., & GOMES, R. Chaotic capture of Jupiter’s Trojan asteroids in the early Solar System. *Nature*, 435:462–465, 2005.
- MURRAY, C. D. & DERMOTT, S. F. *Solar System Dynamics*. Cambridge University Press, 1 edition, 1999.
- NESVORNÝ, D., ALVARELLOS, J. L., DONES, L., & LEVISON, H. F. Orbital and Collisional Evolution of the Irregular Satellites. *The Astronomical Journal*, 126(1):398–429, 2003.

- NESVORNÝ, D., BEAUGÉ, C., & DONES, L. Collisional Origin of Families of Irregular Satellites. *Astron. Journal*, 127:1768–1783, 2004.
- NESVORNÝ, D., VOKROUHLICKÝ, D., & MORBIDELLI, A. Capture of Irregular Satellites during Planetary Encounters. *The Astronomical Journal*, 133:1962–1976, 2007.
- NOGUEIRA, E. C., BRASSER, R., & GOMES, R. Reassessing the origin of Triton. *Icarus*, 214:113–130, 2011.
- NOLL, K. S. Solar System binaries. In D. Lazzaro, S. Ferraz-Mello, & J. A. Fernández, editors, *Proceedings of the International Astronomical Union: Asteroids, Comets, and Meteors*, pages 301–318. Cambridge University Press, 2006.
- PHILPOTT, C. M., HAMILTON, D. P., & AGNOR, C. B. Three-body capture of irregular satellites: Application to Jupiter. *Icarus*, 208(2):824–836, 2010.
- POLLACK, J. B., BURNS, J. A., & TAUBER, M. E. Gas drag in primordial circumplanetary envelopes: A mechanism for satellite capture. *Icarus*, 37(3):587–611, 1979.
- POLLACK, J. B., HUBICKY, O., BODENHEIMER, P., LISSAUER, J. J., PODOLAK, M., & GREENZWEIG, Y. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, 124(1):62–85, 1996.
- QUILLEN, A. C., HASAN, I., & MOORE, A. Capture of irregular satellites via binary planetesimal exchange reactions in migrating planetary systems. *MNRAS*, 425:2507–2518, 2012.
- RICHARDSON, D. C. & WALSH, K. J. Binary Minor Planets. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 34:47–81, 2006.
- SANTANA, S. H. S. *Satélites irregulares de Júpiter : análise da captura de asteroides binários*. Mestrado, FE - Faculdade de Engenharia, UNESP, 2011.
- SEIDELMANN, P. K. *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac*. University Science Books, 1992.
- SOLARSYSTEM.NASA.GOV. Solar System Exploration. 2013.
- TSIGANIS, K., GOMES, R., MORBIDELLI, A., & LEVISON, H. F. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. *Nature*, 435(7041):459–461, 2005.
- TSUI, K. Asteroid–Planet–Sun Interaction in the Presence of a Planetary Satellite. *Icarus*, 148(1):139–146, 2000.
- TSUI, K. H. Satellite capture in a four-body system. *Planetary and Space Science*, 50:269–276, 2002.

- VIEIRA NETO, E. & WINTER, O. C. Time Analysis for Temporary Gravitational Capture: Satellites of Uranus. *The Astronomical Journal*, 122(1):440–448, 2001.
- VIEIRA NETO, E. & WINTER, O. C. Gravitational Capture of Asteroids by Gas Drag. *Mathematical Problems in Engineering*, 2009:1–11, 2009.
- VIEIRA NETO, E., WINTER, O. C., & YOKOYAMA, T. The effect of Jupiter’s mass growth on satellite capture. *Astronomy & Astrophysics*, 414(2):727–734, 2004.
- VIEIRA NETO, E., WINTER, O. C., & YOKOYAMA, T. Effect of Jupiter’s mass growth on satellite capture. *Astronomy & Astrophysics*, 452(3):1091–1097, 2006.
- VOKROUHLICKÝ, D., NESVORNÝ, D., & BOTTKE, W. F. Evolution of Dust Trails into Bands. *The Astronomical Journal*, 672:696–712, 2008a.
- VOKROUHLICKÝ, D., NESVORNÝ, D., & LEVISON, H. F. IRREGULAR SATELLITE CAPTURE BY EXCHANGE REACTIONS. *The Astronomical Journal*, 136(4):1463–1476, 2008b.
- WWW.ESO.ORG. ESO – European Southern Observatory. 2007.
- WWW.MINORPLANETCENTER.NET. IAU – Minor Planet Center. 2013.
- YOKOYAMA, T., SANTOS, M. T., CARDIN, G., & WINTER, O. C. On the orbits of the outer satellites of Jupiter. *Astronomy & Astrophysics*, 401:763–772, 2003.
- YOKOYAMA, T., VIEIRA NETO, E., WINTER, C., OTHON, SANCHEZ, M., DIOGO, & BRASIL, P. I. D. O. On the evection resonance and its connection to the stability of outer satellites. *Mathematical Problems in Engineering*, 2008:16, 2008.

# APÊNDICE

## A MAPAS DE TEMPO DE CAPTURA

As figuras A.1 e A.2 contêm os mapas gerados pelo estudo de tempo de captura dos casos de inclinações, prógradas e retrógradas, respectivamente. Cada mapa consiste de uma grade de condições iniciais planetocêntricas de uma partícula teste. A partícula é integrada reversamente, isto é, com passo de tempo negativo, por um tempo de  $10^4$  anos, e seu destino é mapeado no gráfico colorindo o ponto de sua condição inicial segundo o código de cores abaixo:

- Células brancas denotam condições iniciais não simuladas por estarem em região de estabilidade determinada pelo encerramento das curvas de velocidade zero ao redor de Júpiter.
- Células vermelhas indicam condições iniciais que resultaram em colisão com Júpiter
- Células em cinza escuro denotam condições iniciais de órbitas que permaneceram estáveis durante toda a integração, isto é,  $10^4$  anos.
- Células azuis indicam órbitas estáveis por pelo menos  $10^3$  anos, isto é, órbitas cujas partículas levaram mais de  $10^3$  anos para escapar.
- Células em cinza claro denotam condições iniciais que resultaram em escape da partícula após um intervalo de tempo inferior à  $10^3$  anos.
- Em laranja, estão denotadas as condições iniciais primárias das órbitas cujo estado final, após o escape, foi adotado como condição inicial propícia.

Quando realizadas as simulações de captura de asteroides binários, a órbita de captura é semelhante à órbita de escape traçada pela partícula teste na integração reversa. Portanto, espera-se que a dissociação, ou ruptura, do asteroide binário ocorra em um ponto do mapa  $a \times e$  muito próximo da condição inicial primária (ponto laranja) que deu origem à sua condição inicial propícia. Por construção, este ponto encontra-se em uma região instável do espaço  $a \times e$  planetocêntrico. Portanto, para que um dos componentes do binário permaneça capturado após a ruptura, as trocas de energia entre os componentes do binário deve ser suficiente para resultar  $\delta a$  e  $\delta e$  necessários para transferir o componente que perde energia para a região estável (cinza escuro). Deste modo, os mapas com pontos laranjas mais próximos da região cinza escuro, são os mais favoráveis a consumação da captura permanente.

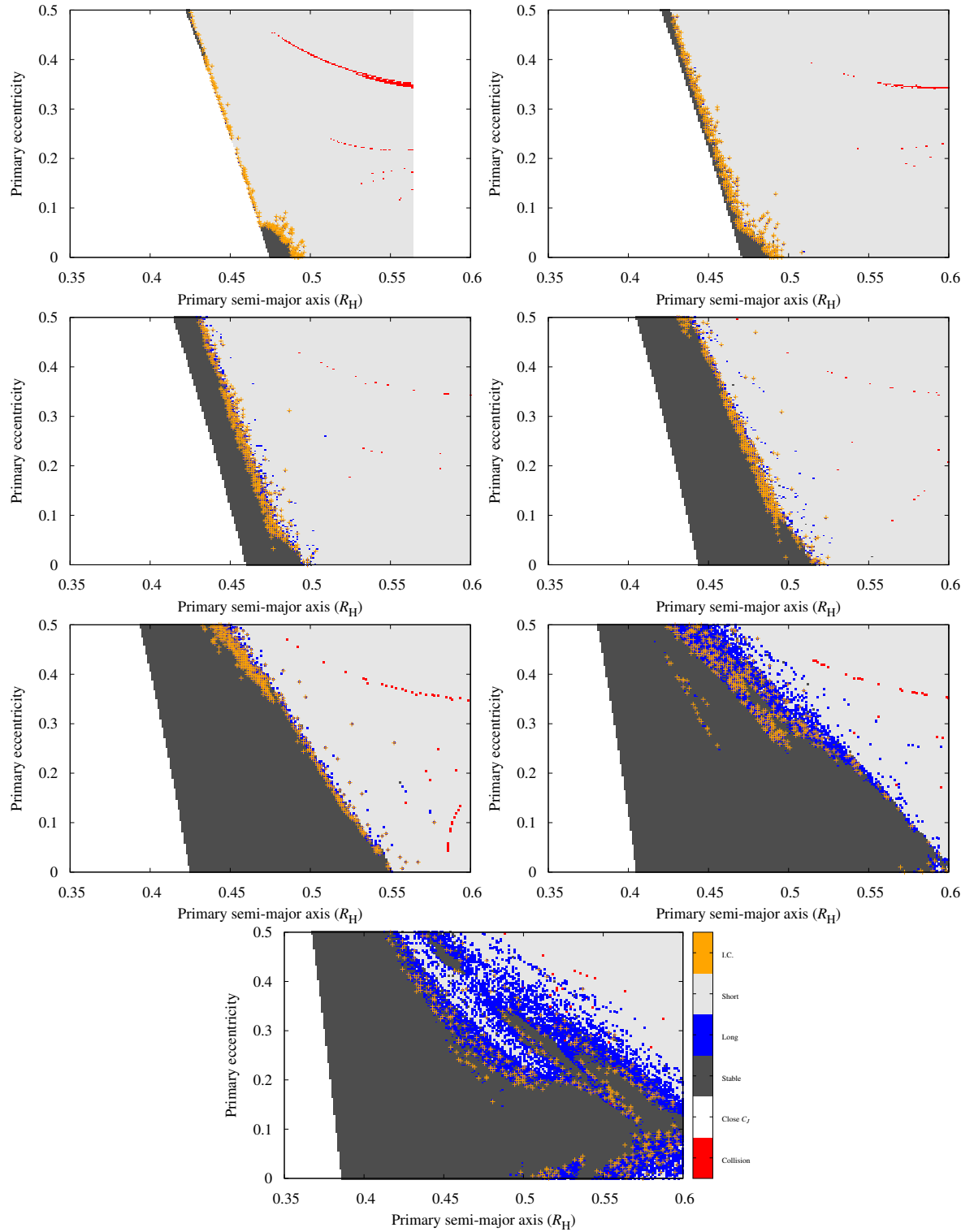


Figura A.1: Mapeamento das condições iniciais primárias tri-dimensionais prógradas. Da esquerda para a direita, seguindo de cima para baixo, os 7 mapas correspondem às seguintes Inclinações iniciais primárias  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$ .

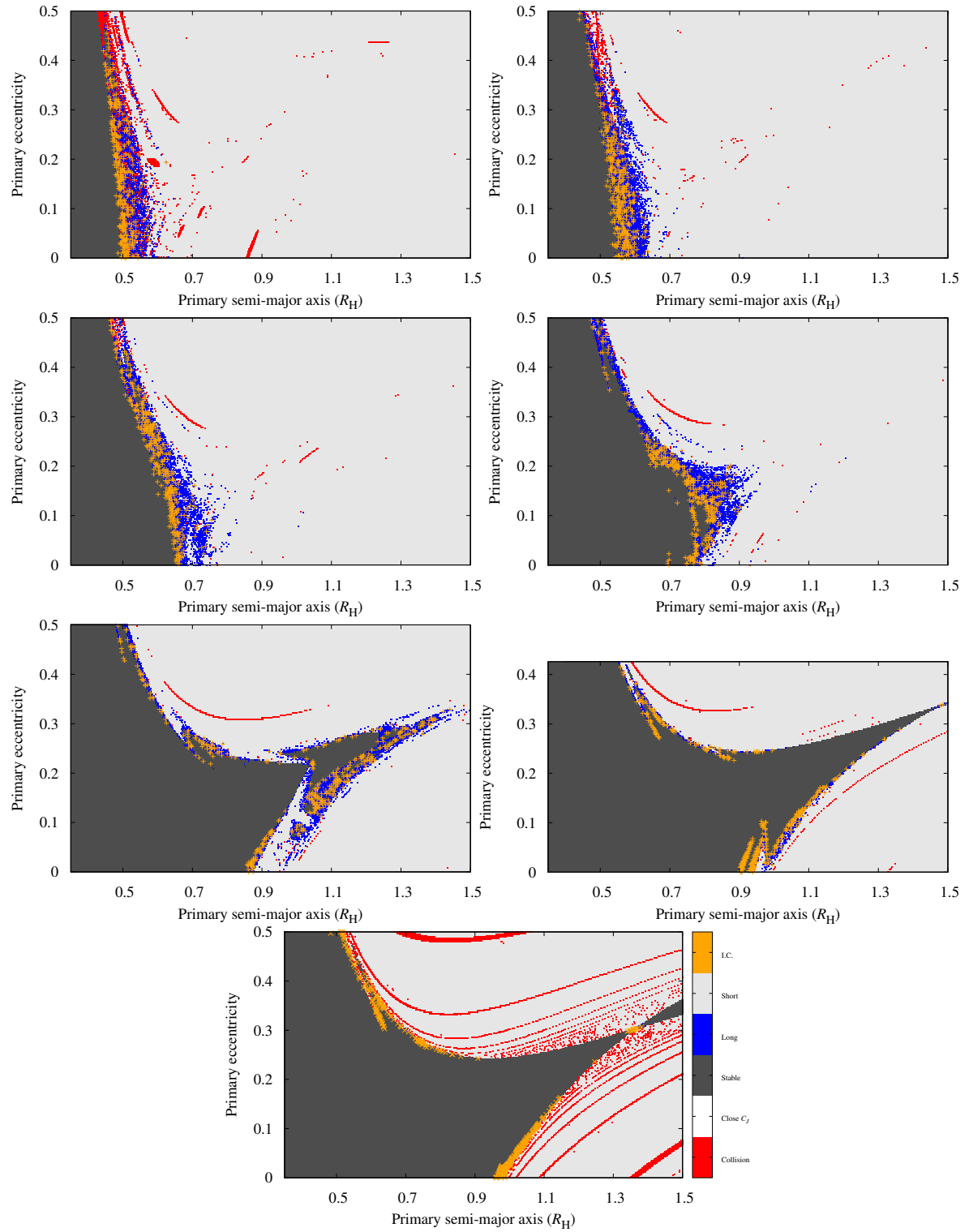


Figura A.2: Mapeamento das condições iniciais primárias tri-dimensionais retrógradadas. Analogamente à Figura (A.1), estes mapas correspondem as seguintes inclinações primárias  $120^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $160^\circ$ ,  $170^\circ$ ,  $180^\circ$ .